

СТУПЕНЧАТОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ СТРИМЕРА В ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНОМ ГАЗЕ

Н. Л. Александров^{a,}, Э. М. Базелян^b*

^a *Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

^b *Энергетический институт им. Г. М. Кржижановского
117927, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 марта 2000 г.

На основе численного моделирования и экспериментального исследования показано, что в электроотрицательном газе стример может распространяться ступенчато. Эксперименты и большинство расчетов выполнены для воздуха в условиях, близких к нормальным. Ступенчатое движение связано с зарождением вблизи электрода и распространением по каналу стримера вторичной волны ионизации, которая поддерживает его в проводящем состоянии и обеспечивает распространение стримера в неоднородном внешнем поле на расстояния, не достижимые при обычных режимах стримерного разряда. С помощью моделирования в нагретом воздухе, кислороде и SF₆ продемонстрированы общность рассматриваемого явления для различных газовых сред и особенности его проявления при существенной вариации скорости распада стримерного канала.

PACS: 52.80.Mg, 51.50.+v

1. ВВЕДЕНИЕ

Стример — наиболее простой в структурном отношении элемент длинной искры. Стримерный канал создает волна сильного электрического поля, на фронте которой интенсивная ионизация рождает плазму. Малое удельное энерговыделение оставляет газ в канале практически холодным, вследствие чего произведенные электроны достаточно быстро гибнут в реакциях электрон-ионной рекомбинации, а в электроотрицательной среде еще (и в большой мере) за счет прилипания к нейтральным частицам. Убыль электронов практически не восполняется ионизацией, для которой в холодном газе требуется сильное электрическое поле, как правило, не достижимое в канале позади фронта волны (за стримерной головкой). Нарастающее во времени и с длиной падение напряжения на канале уменьшает потенциал и поле стримерной головки, отчего рост стримера в промежутках с резко неоднородным электрическим полем замедляется, вплоть до полной остановки.

В представленной схеме стримерного процесса, казалось бы, нет места для ступенчатого формирования, типичного для многих проявлений длинной искры. Ступенчатое развитие искрового разряда в длинных промежутках с резко неоднородным электрическим полем хорошо известно из экспериментов [1–3]. Большинство таких данных относится к так называемому лидерному процессу. Механизм лидера наиболее хорошо изучен для воздуха, для которого накоплен большой экспериментальный материал как в отношении молнии, так и многометровый лабораторной искры. Причины ступенчатого развития лидера меняются в зависимости от условий, но всегда связаны с его сложной структурой, в первую очередь, с процессами в стримерной зоне, присутствующей перед головкой лидерного канала. Эта зона заполнена многочисленными стримерами, последовательно стартующими от головки с частотой до 10^{10} с⁻¹ [3]. В совокупности стримеры формируют ток, который, питая лидер, в конечном счете разогревает его канал до дуговых температур. Разогреву способствует чехол объемного заряда. Этот заряд нагнетается стримерами в стримерную зону и по мере

*E-mail: alek@alef.crec.mipt.ru

прорастания лидерного канала оказывается вокруг него. Обратное поле созданного таким образом заряженного чехла, снижая радиальное поле на внешней поверхности канала, находящегося под потенциалом $\sim 1\text{--}10$ МВ и выше (последнее характерно для молнии), препятствует ионизационному расширению. Тем самым сохраняется относительно малый радиус канала и обеспечивается высокая плотность энерговыделения, принципиально отличающая лидер от стримера [3]. Время жизни лидера практически не ограничено, и он способен прорасти на десятки километров; для поддержания лидерного канала в проводящем состоянии в конечном счете достаточно электрических полей порядка дуговых.

В качестве типичного примера ступенчатого ионизационного процесса можно указать на ступенчатый лидер отрицательной длинной искры или молнии. Явление, фиксируемое на фоторазвертках как серия последовательных вспышек удлиняющегося канала, на деле является результатом взаимодействия основного канала, крайне медленно прорастающего от катода, и движущихся навстречу ему объемных положительных лидеров [3, 4]. Каждый очередной объемный лидер стартует из глубины промежутка, используя локальное усиление поля у концов отрицательных анодонаправленных стримеров основного лидера, еще не успевших потерять проводимости. Хорошо проводящие концы стримеров поляризуются во внешнем поле примерно таким же образом, как размещенные в том же месте небольшие металлические стержни (эксперимент показал здесь полную «взаимозаменяемость» металла и плазмы). От них, как от металлических электродов, могут возбуждаться катодонаправленные стримеры, а потом, при достаточном поле, и положительный лидер. Он назван объемным за место своего появления¹⁾. Когда такой объемный лидер достигает основного, их каналы соединяются и по завершении волнового процесса перезарядки приобретают общий потенциал. Быстрое выделение энергии, сопровождающее перезарядку, интенсифицирует излучение и создает эффект яркой вспышки, демонстрирующей как бы мгновенное, ступенчатое удлинение основного лидера на длину выросшего объемного (последний во время своего роста излучает много слабее; он практически не различим у молнии, но четко фиксируется в лаборатории, где освоено применение электронно-оптических

преобразователей с усилением света [4]).

Настоящая работа посвящена изучению стримера, который в отличие от лидера не имеет взаимодействующих структурных элементов, способных создавать эффект квазиступенчатости. Речь здесь может идти только об истинно ступенчатом росте. Для того чтобы наблюдать его, потенциал стримерной головки должен меняться немонотонным образом, повторно возрастая после каждого интервала снижения. Если не рассматривать в общем искусственную ситуацию со ступенчатым импульсом напряжения на промежутке, такое возможно только при возбуждении вторичной волны ионизации. Она должна восстанавливать проводимость плазмы в уже существующем канале и благодаря этому увеличивать потенциал головки, определяющий скорость стримера.

Распространение вторичной волны, названной вторичным стримером, наблюдалось после перекрытия стримером разрядного промежутка (см., например, [5–7]). В момент перекрытия головка положительного стримера приобретает потенциал катода, и все приложенное напряжение «ложится» на канал. После завершения перераспределения поверхностного заряда канала ток вдоль него стабилизируется, а поле E становится обратно пропорциональным погонной стримерной проводимости. Поэтому наибольшее поле оказывается вблизи места старта, где плазма распадалась в течение наибольшего времени. Если это поле превысит порог, при котором скорость ионизации станет больше скорости гибели электронов, образуется вторичная волна ионизации, распространяющаяся от основания канала к головке [6, 7]. Есть сообщение о том, что вторичный стример был наблюдаем и до перекрытия промежутка [5, 8].

Многочисленные работы по численному моделированию (см., например, ссылки в [3, 9]), а также аналитические работы (см., например, [10, 11]) рассматривают режимы, в которых стример распространяется либо с постоянной скоростью (обычно в однородном внешнем поле), либо имеет две четко выраженные фазы — ускорения и последующего торможения вплоть до полной остановки. (Если стример моделируется в течение короткого интервала времени, то вторая фаза может просто не успеть наступить.) В то же время существуют экспериментальные свидетельства того [12], что в случае непрерывного нарастания напряжения на разрядном промежутке стример может двигаться ступенчато, замедляя свою скорость до нулевой, а затем снова ускоряясь. Наблюдения этого явления весьма неполны, а его теоретическое объяснение отсутствует. Чтобы регистрировать ступенчатый стри-

¹⁾ Намного более медленный отрицательный лидер от противоположного плазменного конца особой роли в организации ступени не играет, хотя важен для поддержания баланса зарядов [4].

мер, нужны не слишком короткие фронты импульса напряжения (больше 10^{-7} – 10^{-6} с), небольшие радиусы электрода (меньше 1 см) и отсутствие сильного запаздывания в появлении первого электрона в области сильного поля после подачи напряжения на разрядный промежуток. Поскольку повторное «оживление» стримера после остановки обязательно предполагает восстановление проводимости его канала вторичной волной ионизации, при ступенчатом стримерном процессе последняя должна возникать регулярно за счет увеличивающегося напряжения на промежутке.

В настоящей работе излагаются результаты экспериментального исследования ступенчатого развития положительного стримера в воздухе в резко неоднородном электрическом поле (условия аналогичны описанным в [12]) и выполняется численное моделирование для условий эксперимента, позволяющее вскрыть причины ступенчатости. Показывается, что стример способен сохранять гальваническую связь своей головки с местом старта на временах, многократно больших времени жизни холодной стримерной плазмы, в результате чего обеспечивается распространение стримера на расстояния, не достижимые для ранее известных механизмов его прорастания. Результаты моделирования ступенчатого развития стримера переносятся и на другие газовые среды (нагретый воздух, кислород, SF_6), что позволяет вскрыть особенности рассматриваемого явления в газах с существенно различной скоростью гибели электронов.

2. ОПИСАНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И УСЛОВИЙ ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве газовой среды выбран воздух атмосферного давления при температуре $T = 300$ – 600 К, а также кислород и SF_6 . Моделирование ставило своей задачей выяснение качественных сторон процесса, поэтому использовалась простейшая полуторазмерная (1.5D) модель стримера [3]. В этой модели радиус стримерного канала считается постоянным и априори заданным, параметры плазмы по его сечению усредняются, продольное электрическое поле на оси приписывается всему сечению, а радиальным полем внутри канала пренебрегается. Не учитываются и все радиальные процессы, включая диффузию. В результате плотности частиц и продольное электрическое поле становятся зависящими лишь от осевой координаты x и времени. Избыточный электрический заряд считается расположенным только на

поверхности канала и в стримерной головке; это позволяет при вычислении продольного электрического поля вместо численного решения уравнения Пуассона использовать простые аналитические формулы, связывающие избыточный электрический заряд расчетного участка канала с создаваемым им электрическим полем.

Вынужденное обращение к 1.5D-модели объяснимо: основные подлежащие исследованию события разыгрываются при длине канала в десятки сантиметров, тогда как рекордные длины стримеров, воспроизводимые в двумерных моделях, по крайней мере на порядок меньше [3]. Как известно, главным недостатком 1.5D-модели является априорное задание радиуса стримера r_s , от которого сильно зависят максимальное поле на фронте волны ионизации и начальная плотность создаваемой плазмы [3, 9]. Тем не менее модель достаточно широко применяется в численных экспериментах, когда требуется наметить качественные связи в стримерном процессе. Этому способствует то обстоятельство, что ряд важных параметров стримера, в том числе скорость и погонная проводимость создаваемого плазменного канала, зависят не от радиуса r_s стримерного канала, а от произведения $r_s^n E_{max}^m$, и, поскольку максимальное поле на фронте волны $E_{max} \propto r_s^{-1}$, количественная неопределенность результатов оказывается не столь уж сильной при $m \approx n$. (Для стримера в воздухе обычно $m = 1$ – 1.5 и $n = 1$ – 2 .)

Расчетные уравнения модели, ее кинетическая схема для воздуха и метод счета подробно описаны в [9, 13]. Решаемые численно уравнения представляют собой уравнение Пуассона, уравнения баланса заряженных частиц (электроны и положительные и отрицательные ионы), а также нейтральных активных частиц (возбужденные частицы и атомы), которые могут влиять на баланс электронов в канале стримера. В простейшей форме для одного сорта активных частиц (возбужденные молекулы), положительных и отрицательных ионов, эта система уравнений имеет вид

$$\Delta\varphi = \varepsilon\varepsilon_0^{-1}(n_e + n_n - n_p), \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(n_e \mathbf{V}_e) = (k_i N + k_i^* n^*) n_e - (k_a' + k_a'' N) N_a n_e + (k_d N + k_d^* n^*) n_n - \beta_{ei} n_p n_e + S_f, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \text{div}(n_p \mathbf{V}_p) = (k_i N + k_i^* n^*) n_e - \beta_{ei} n_p n_e - \beta_{ii} n_p n_n + S_f, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \text{div}(n_n \mathbf{V}_n) = (k'_a + k''_a N) N_a n_e - (k_d N + k_d^* n^*) n_n - \beta_{ii} n_p n_n, \quad (4)$$

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} = k^* N n_e - k_i^* n^* n_e - k_q^* N n^*, \quad (5)$$

где N , N_a , n_e , n_p , n_n и n^* — концентрации соответственно нейтральных молекул газа в целом, всех электроотрицательных компонентов, электронов, положительных и отрицательных ионов и возбужденных частиц; \mathbf{V}_k — скорость дрейфа заряженных частиц k -го сорта; k_i и k_i^* — константы скорости ионизации невозбужденных и возбужденных молекул электронным ударом; k'_a и k''_a — константы скорости диссоциативного и трехтельного прилипания электронов к молекулам; k_d и k_d^* — константы скорости отрыва электронов от отрицательных ионов при их столкновениях с невозбужденными и возбужденными молекулами; k^* и k_q^* — константы скорости возбуждения и тушения электронно-возбужденных молекул; β_{ei} и β_{ii} — коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинаций; S_f — источник электронов, образованных в результате фотоионизации; φ — потенциал электрического поля.

Фактическая сложность решаемой системы зависит от состава газа, который в значительной степени определяет механизмы распада плазмы в стримерном канале. В воздухе скорость распада плазмы на ранней стадии определяется диссоциативной рекомбинацией электронов с положительными комплексными ионами, а на поздней — трехчастичным прилипанием электронов к молекулам O_2 . При этом образующиеся отрицательные ионы могут терять электроны в столкновениях с атомами O и другими активными частицами, нарабатываемыми в головке стримера. Поэтому при описании динамики развития стримера в воздухе на временах, сравнимых или больших времени жизни стримерной плазмы, приходится учитывать уравнения баланса комплексных ионов (их образование существенно ускоряет электрон-ионную рекомбинацию) и активных частиц, при столкновении с которыми эффективно разрушаются отрицательные ионы. В результате во внимание принято около пятидесяти компонентов и свыше двухсот ионно-молекулярных процессов. Кинетика распада стримерного канала в SF_6 существенно проще. Здесь основным каналом гибели электронов является их прилипание к молекулам, а процессами отрыва электронов от отрицательных ионов можно пренебречь отчасти из-за большой энергии связи внешнего электрона в отрицательных ионах и отчасти из-за малой концентрации активных частиц в

стримерном канале. Поэтому при описании распада стримерной плазмы в SF_6 можно обойтись всего тремя заряженными компонентами и четырьмя реакциями (ударная ионизация, прилипание электронов к молекулам и электрон-ионная и ион-ионная рекомбинация).

Система уравнений (1)–(5) является замкнутой и самосогласованно описывает процессы в области головки стримера, где происходит основная ионизация, и в канале стримера, где плазма распадается. Рассматриваемая система уравнений решалась численно в конечных разностях с адаптивной сеткой. Расчетный шаг сжимался в осевом направлении около анода (в области порядка радиуса анода) и в головке стримера, а в остальных областях стримера он был один и тот же.

Используемая в настоящей работе кинетическая схема процессов для холодного воздуха описана в [9, 13], а для горячего — в [14]. Процессы в кислороде брались по аналогии с процессами в воздухе (при исключении молекул азота), а кинетическая схема для SF_6 заимствована из [15]. Общий подход для определения констант скорости различных процессов состоял в следующем. Константы скорости электронных процессов (и скорости электронного дрейфа) в случае отсутствия экспериментальных данных вычислялись на основе численного решения уравнения Больцмана в двучленном приближении. Константы скорости остальных процессов, как правило, извлекались из экспериментальных данных.

Описание экспериментальной установки и результаты некоторых измерений приведены в [12]. Эксперименты выполнялись в воздухе атмосферного давления при температуре около 300 К в промежутке стержень–плоскость длиной до 130 см. Стержневой анод диаметром 1 см заканчивался острой конической головкой длиной около 5 мм. К промежутку подводились импульсы напряжения с экспоненциально нарастающим фронтом. Для измерений использовался его начальный, близкий к линейному, участок где скорость роста напряжения менялась менее чем вдвое. Средняя крутизна рабочего участка фронта доходила до 3500 кВ/мкс. Чтобы исключить пробой промежутка, в большинстве экспериментов напряжение на нем срезалось искровым разрядником через 0.3–4 мкс после срабатывания импульсного генератора.

Для измерения скорости стримеров при помощи электронно-оптического преобразователя регистрировались их непрерывные фоторазвертки. Поскольку каждая стримерная вспышка представляла собой большое число ветвящихся стримеров, развива-

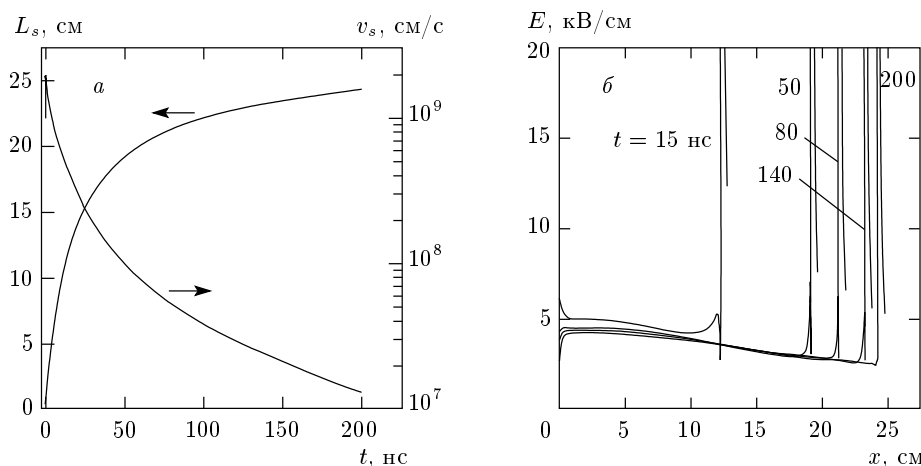


Рис. 1. Характеристики стримера в воздухе при прямоугольном импульсе напряжения: *a* — изменение во времени его скорости v_s и длины L_s ; *b* — распределение в пространстве электрического поля для различных моментов времени

ющихся от иглообразного анода, предпринимались меры, чтобы исключить при регистрации наложение многих стримеров, смазывающих картину. Для этого использовалась узкая (до 1–3 см) щель, ориентированная в направлении от одного электрода к другому. В ряде опытов стримерная вспышка зажималась между диэлектрическими барьерами, что резко сокращало число ветвлений и параллельно развивающихся стримеров. Все это упрощало расшифровку фоторазверток и повышало их информативность.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ЭКСПЕРИМЕНТА

В большинстве публикаций описываются результаты численного моделирования стримеров при неизменном напряжении на разрядном промежутке. Реально такое возможно либо в случае подачи чрезвычайно крутого импульса напряжения с длительностью фронта примерно 1 нс, либо когда из-за статистического запаздывания появления первого электрона в области сильного поля или из-за очень большого радиуса анода стример стартует за амплитудой импульса. Пример типичных расчетных данных для такого случая показан на рис. 1, который воспроизводит распространение стримера от сферического анода радиусом 0.5 см при прямоугольном импульсе напряжения 100 кВ. Рассматриваемая среда — воздух при давлении $p = 1$ атм и температуре $T = 300$ К. Радиус стримерного канала полагался равным $r_s = 0.05$ см.

Стример попадает во внешнее поле меньше

1 кВ/см, продвинувшись за 7 нс в глубь промежутка всего на 7 см. Тем не менее его активный рост продолжается, по крайней мере, еще 100 нс. За это время скорость v_s уменьшается почти на два порядка до величины 10^7 см/с, что приводит к практически полной остановке стримера на расстоянии около 25 см от анода. Таким образом, за исключением короткого участка около 1 см вблизи анода, все дальнейшее развитие стримера идет в режиме торможения. Потенциал и поле у стримерной головки снижаются, вместе с ними убывает плотность электронов n_e в создаваемой плазме. Что же касается старых участков канала ближе к аноду, то там первоначально более высокие значения n_e успевают заметно уменьшиться за счет прилипания электронов к молекулам O_2 и диссоциативной электрон-ионной рекомбинации. В результате плотность электронов вдоль всего стримерного канала становится более или менее однородной. Незначительно меняется в пространстве и времени и продольное электрическое поле E_c , которое не поднимается в канале выше 5 кВ/см (рис. 1б).

Совершенно другой характер отличает распространение стримера на фронте импульса напряжения. Из результатов расчета, представленных на рис. 2 и описывающих процесс для анода того же радиуса при линейно нарастающем импульсе крутизной 500 кВ/мкс, видно, что стример, стартовав при напряжении около 25 кВ, далее до момента времени 85 нс двигался с ускорением. Этого хватило, чтобы ранее созданные участки канала заметно потеряли проводимость, затруднив передачу нарастающего напряжения от анода к стримерной головке.

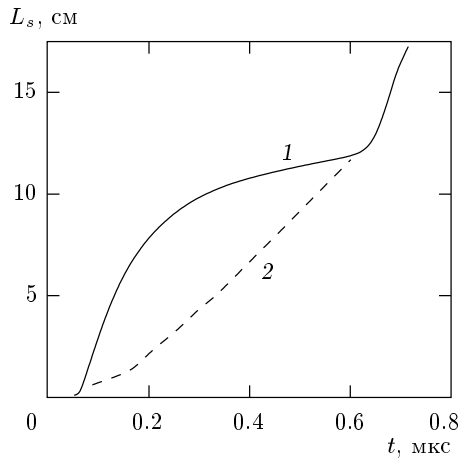


Рис. 2. Изменение во времени длины стримера (1) и положения вторичной волны ионизации (2) в воздухе при линейно нарастающем импульсе напряжения крутизной 500 кВ/мкс

Длина участка ускорения едва достигла 2 см. Далее скорость стримера стала снижаться и при $t \approx 400$ нс приблизилась к пороговому значению 10^7 см/с, при котором в экспериментах еще удается наблюдать движение стримеров в воздухе. Рост стримерного канала практически прекратился на длине 10–11 см (это в два раза меньше, чем при воздействии прямоугольного импульса 100 кВ), хотя напряжение на промежутке к этому времени успело превысить 200 кВ.

Столь «расточительные» траты напряжения связаны с изменением механизма формирования тока в стримерном канале. Если напряжение на промежутке не меняется, ток в канале определяется поставкой заряда на вновь создаваемые участки стримера, которые должны заряжаться до потенциала головки φ_h :

$$i = C_c v_s \varphi_h$$

(C_c — емкость единицы длины канала). Поскольку скорость стримера v_s пропорциональна частоте ионизации $\nu_i \propto E_h^m$, где $m > 1$ (E_h — электрическое поле в головке стримера) [3], зависимость тока от потенциала φ_h оказывается очень сильной: ток быстро снижается по мере увеличения падения напряжения на распадающемся канале. К росту продольного поля в канале такой режим распространения стримера привести не может.

В отличие от сказанного, при нарастающем напряжении на промежутке в выражение для тока

добавляется еще одно слагаемое, от скорости роста стримера не зависящее:

$$i \approx C_c v_s \varphi_h + C \frac{\partial \varphi_{av}}{\partial t},$$

где C — полная емкость стримера, φ_{av} — среднее значение потенциала по длине стримерного канала, меняющегося от величины приложенного напряжения $U(t)$ в основании канала до φ_h на головке. Эта вторая составляющая тока подзаряжает уже созданный канал по мере увеличения напряжения на промежутке. Если производная $\partial \varphi_{av} / \partial t$ велика и второе слагаемое больше первого, полный ток не сильно меняется при торможении и даже при полной остановке стримера. В распадающемся канале со снижающейся погонной проводимостью этот ток в состоянии увеличивать продольное электрическое поле

$$E_c = i(\pi r^2 e n_e \mu_e)^{-1},$$

где μ_e — подвижность электронов. Поле нарастает по мере снижения проводимости в данном месте канала. Поэтому область повышенного поля сначала образуется вблизи анода, где время жизни канала наибольшее, а затем постепенно продвигается в направлении стримерной головки. Это воспринимается как движение вдоль канала некой вторичной волны усиления поля, сопровождающейся ионизацией (рис. 2 и 3). Ионизация ограничивает амплитуду волны поля. Напряженность в канале не может подняться существенно выше пороговой величины, ибо это очень резко увеличило бы скорость ионизации, повысило плотность электронов в данном месте канала и проводимость плазмы, что, в свою очередь, ослабило бы поле. Из рис. 3 и 4 видно, что поле за фронтом волны удерживается даже несколько ниже пороговой цифры для невозмущенного воздуха $E_i \approx 30$ кВ/см. Такое закономерно, потому что состав газовой смеси в стримерном канале изменен наработкой активных разрушителей отрицательных ионов, в первую очередь, атомов О [9, 13]. За счет отрыва электронов от отрицательных ионов положительный баланс электронов в канале обеспечивается полем $E_{th} \approx 20\text{--}23$ кВ/см (рис. 3 и 4).

Вторичная волна движется по каналу стримера практически с постоянной скоростью, в примере расчета (рис. 3 и 4) около $2.5 \cdot 10^7$ см/с. По скорости движения и производимому эффекту такую волну можно трактовать как вторичный стример.

С наибольшей отчетливостью регистрацию вторичного стримера в эксперименте удастся провести, используя ступенчатый импульс напряжения. После

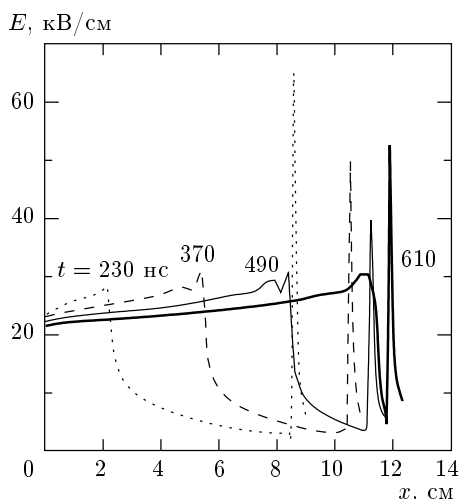


Рис. 3. Эволюция распределения электрического поля в стримере для воздуха при линейно нарастающем импульсе напряжения крутизной 500 кВ/мкс.

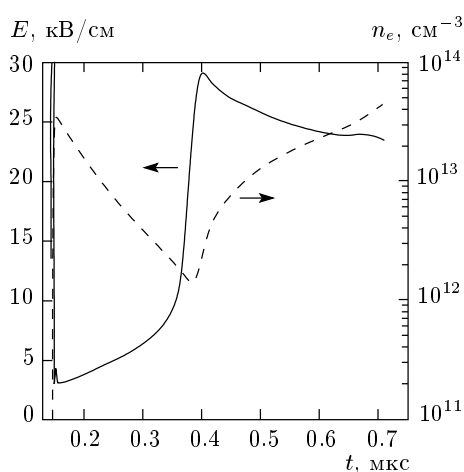


Рис. 4. Изменение во времени плотности электронов и электрического поля на оси стримера в точке, удаленной от анода на 5.9 см. Расчеты выполнены для воздуха при линейно нарастающем импульсе напряжения крутизной 500 кВ/мкс

участка линейного подъема напряжение стабилизируется на время Δt , а затем возобновляет свой рост с сопоставимой скоростью (рис. 5а). За время паузы $\Delta t \approx 100$ нс первичные стримеры успевают остановиться, и в потемневшем, слабо излучающем промежутке отчетливо виден старт вторичного стримера от анода. Он движется по мере повторного нарастания напряжения. Все описанное хорошо воспроизводится в расчете при помощи $1.5D$ -модели, результа-

ты которого для условий, близких к условиям эксперимента, приведены на рис. 5б.

Появление вторичного стримера никак не стимулирует почти остановившийся первичный. На это указывают результаты как расчетов (рис. 2 и 5б), так и эксперимента (рис. 5а). Реакция проявляется только после восстановления вторичной волной ионизации проводимости по всей длине созданного канала. При этом потенциал головки первичного стримера быстро возрастает, и он возобновляет свое движение по промежутку сначала с быстро нарастающей скоростью (рис. 2), а потом, как и на начальной стадии своего развития, с замедлением до новой остановки. Далее процесс повторяется, если, конечно, не прекратился рост напряжения. Создается эффект ступенчатого развития стримера, который легко наблюдаем в эксперименте при не слишком высокой скорости роста напряжения. Фоторазвертка на рис. 6 демонстрирует такой процесс в промежутке острие–плоскость при крутизне импульса напряжения около 100 кВ/мкс. Специально выбранной медленной скорости временной развертки недостаточно, чтобы детализировать распространение каждой отдельной стримерной ступени, но серия последовательных вспышек прорастающего канала фиксируется отчетливо.

Аналогичная в качественном отношении картина воспроизводится и $1.5D$ -моделированием (рис. 7) для близких условий. Ступени стримера следуют друг за другом с интервалом порядка 1 мкс. Движение вторичной волны ионизации не прерывается, мало меняется и ее скорость. Что же касается первичного стримера, то он убегает от вторичной волны после каждого очередного восстановления электропроводности плазмы по всей длине уже созданного канала, а потом в очередной раз постепенно замедляется и останавливается в ожидании новой «реставрации». Каждая такая операция сопровождается быстрым приблизительно двукратным повышением плотности плазмы в уже созданном канале (рис. 7в), что и дает наблюдаемый при фотографировании в эксперименте эффект вспышки по всей его длине. Монотонное нарастание плотности электронов между вспышками приводит к фоновому свечению из стримера, которое тоже заметно на фоторазвертке (рис. 6). Процесс может продолжаться неограниченно долго, но связан с большой потерей напряжения, ибо поле за стримерной головкой заметно ниже, чем $E_{th} \approx 20$ кВ/см, только в пределах одной последней ступени; далее, вплоть до анода, оно неизменно высокое, чтобы поддерживать плазму в проводящем состоянии.

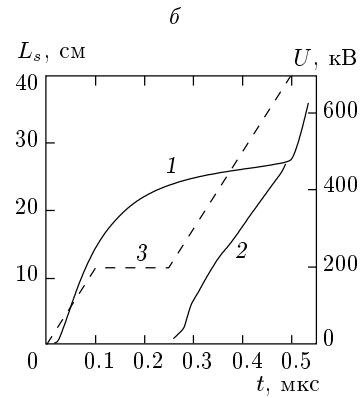


Рис. 5. Возникновение вторичной волны ионизации от анода при воздействии импульса напряжения со ступенчатым фронтом; *a* — фоторазвертка разряда и синхронная осциллограмма импульса напряжения; *б* — изменение во времени рассчитанной длины стримера (1) и положения вторичной волны ионизации (2), а также форма импульса напряжения (3), для которой выполнен расчет

Рис. 6. Фоторазвертка ступенчатого развития катодонаправленного стримера в воздушном промежутке длиной 1 м на фронте импульса напряжения со средней крутизной около 100 кВ/мкс

Пространственная длина ступени ΔL находится в прямой зависимости от скорости подъема напряжения. По выполненным расчетам первая остановка стримера произошла при длине его канала $\Delta L \approx 3.7$ см, когда напряжение нарастало со скоростью $A_i = 100$ кВ/мкс, и около 10 см при $A_i = 330$ кВ/мкс. В результате увеличивается усредненная по многим вспышкам скорость удлинения стримерного канала, что и наблюдается в эксперименте. Если стример действительно длинный ($L_s \gg \Delta L$), то с некоторым преуменьшением справедливости оценки

$$L_s(t) \approx \frac{U(t)}{E_{th}}, \quad v_s^{av} \approx \frac{A_i}{E_{th}}.$$

Близкая к линейной зависимость между средней скоростью стримера и крутизной фронта импульса напряжения подтверждается измерениями [12].

4. ОСОБЕННОСТИ СТРИМЕРНОГО ПРОЦЕССА ПРИ ВЫСОКОЙ СКОРОСТИ ПОДЪЕМА НАПРЯЖЕНИЯ; РАДИАЛЬНАЯ ВОЛНА ИОНИЗАЦИИ

Необходимость рассмотрения этих особенностей явствует из экспериментальных данных. На фоторазвертке, приведенной на рис. 8 для импульса крутизной $A_i \approx 3400$ кВ/мкс, нет следов вторичной волны, хотя при этом за время регистрации стример продвинулся от игольчатого анода на 75 см. При крутизне вдвое меньшей вторичная волна заметна, но ее скорость была примерно в два раза меньше скорости первичного стримера. Последняя мало снижается во времени, поэтому за время регистрации вторичная волна не успевала догонять стримерную головку. То, что при больших значениях A_i первичный стример не останавливается, а всего лишь несколько замедляется, следует и из результатов 1.5D-моделирования (рис. 9). Расчет при $A_i = 3400$ кВ/мкс дает картину, напоминающую фоторазвертку на рис. 8. Скорость первичного стримера упала здесь всего до $8 \cdot 10^7$ см/с, а потом снова начала нарастать. Это еще не обычное торможение стримера, но уже и не ступенчатый процесс.

Несмотря на внешнее сходство результатов, отличие модели от реальности налицо — модель продолжает воспроизводить вторичную волну, тогда как в эксперименте та не наблюдается. Это значит, что существует причина, задерживающая или полностью исключающая потерю погонной проводимости

$$\gamma = eN_e\mu_e, \quad N_e = 2\pi \int_0^{r_s} r n_e(r) dr.$$

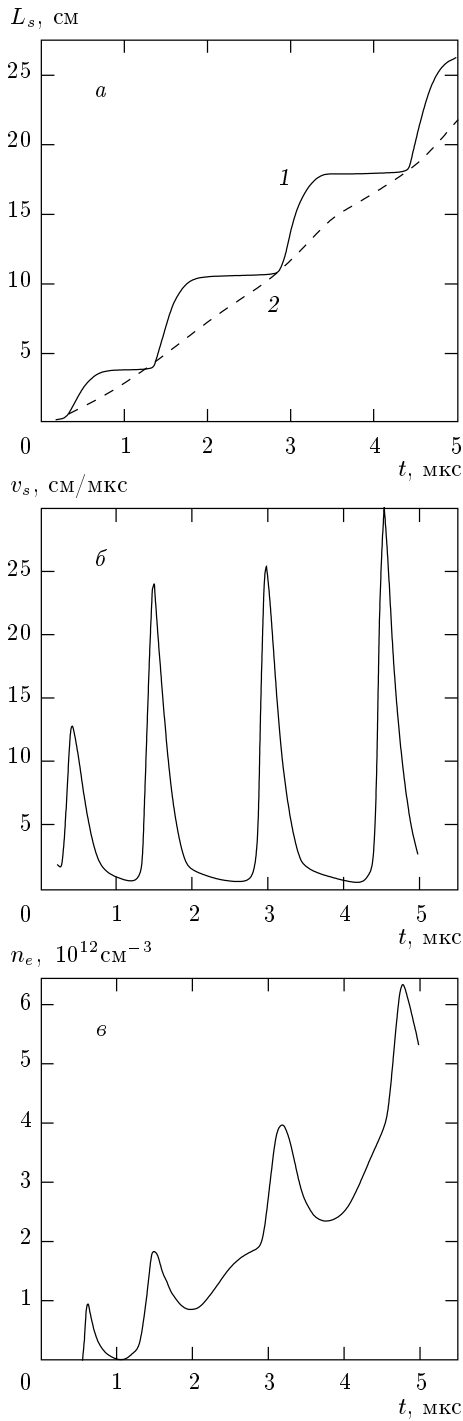


Рис. 7. Расчетные характеристики стримера в воздухе при линейно нарастающем импульсе напряжения крутизной 100 кВ/мкс: *a* — длина стримера (1) и положение фронта вторичной волны ионизации (2); *б* — скорость стримера; *в* — плотность электронов в канале в точке, удаленной на 2.8 см от анода

Рис. 8. Фоторазвертка стримерной вспышки с использованием щели в воздухе при линейно нарастающем импульсе напряжения крутизной 3400 кВ/мкс

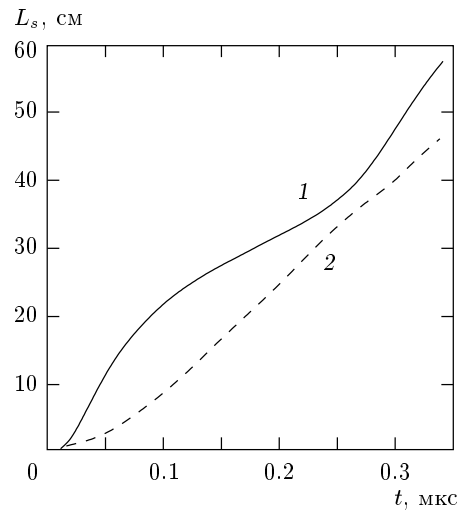


Рис. 9. Рассчитанное изменение во времени длины стримера (1) и положения вторичной волны ионизации (2) в воздухе при линейно нарастающем импульсе напряжения крутизной 3400 кВ/мкс

Чтобы поддерживать погонную проводимость на заданном уровне, требуется сохранять полное число электронов в единице длины канала N_e ; снижение электронной плотности $n_e(r)$ в каком-то одном месте его сечения значения не имеет. Поэтому с удержанием погонной проводимости может справиться не только вторичная продольная волна ионизации, но и поперечная радиальная. Как показали результаты численного моделирования [13, 16], последняя всегда существует в ходе стримерного процесса. Фактиче-

ски именно она определяет установившийся радиус стримера, значение которого оценивается сверху соотношением

$$r_s(x) \approx \frac{U(x)}{E_i \ln [L_s/r_s(x)]},$$

где E_i — пороговое поле, поддерживающее ионизацию, $U(x)$ — потенциал канала в точке x , L_s — длина стримера. Для того чтобы радиальная волна компенсировала снижение погонной проводимости канала, она должна развиваться вполне определенным темпом в течение всего времени распространения стримера. При этом начальный радиус рассматриваемого участка канала, который был сформирован при существенно меньшем напряжении, особого значения не имеет, ибо (если процесс радиального расширения интенсивен) он все равно будет многократно превышен в дальнейшем. От начального радиуса зависят начальные значения скорости расширения канала и плотности воспроизводимой плазмы, но по истечении времени его влияние нивелируется.

Указанное обстоятельство позволяет избежать пока невыполнимых двумерных расчетов и ограничиться в оценках одномерной моделью, контролирующей ход процесса расширения в радиальном направлении для фиксированного места канала. Для исследования свойств радиальной волны ионизации в качестве исходного параметра в такую модель вводился потенциал данного места стримерного канала, $U_x(t)$. Кинетическая схема модели радиальной волны была такой же, как и в случае продольной волны ионизации. В первом приближении предполагалось, что в момент рождения нового участка канала стримерная головка сообщает ему потенциал $U_0 = 50$ кВ, который далее меняется во времени подобно напряжению на промежутке, в нашем случае — линейно:

$$U_x(t) = U_0 + A_x t.$$

Принято также, что погонный заряд канала длины L_s и радиуса r_s однозначно определяется его усредненной погонной емкостью и потенциалом:

$$\tau_x(t) = C_t U_x(t).$$

Для импульсов напряжения различной крутизны контролировалась динамика изменения погонной проводимости расширяющегося канала с учетом производства и гибели электронов. Оценки, представленные ниже, выполнены при длине канала $L_s = 40$ см.

Оказалось, что ионизационному расширению присущ явный пороговый эффект. Пока скорость

роста потенциала в данном месте канала меньше 1700–1800 кВ/мкс, время его расширения в радиальном направлении не превышает 10–20 нс. Далее ионизационная волна не может существовать в связи с тем, что на ее цилиндрическом фронте поле снижается до пороговой величины E_i . Столь кратковременное дополнительное производство электронов в радиальном поле мало что добавляет к ранее созданным в стримерной головке. Роль радиального расширения в поддержании погонной проводимости стримера оказывается ничтожной. Ситуация меняется кардинально, когда скорость роста потенциала поднимается до $A_x \approx 2000$ кВ/мкс. Теперь ослабление поля на фронте цилиндрической волны увеличивающегося радиуса,

$$E_r \approx \frac{U_x(t)}{r_s \ln(L_s/r_s)},$$

успевает компенсироваться линейно нарастающим потенциалом $U_x(t)$, что и гарантирует долговременность процесса. Из рис. 10 видно, что за время около 100 нс, когда потенциал U_x поднимается до 250 кВ, радиус проводящего канала, по которому транспортируется ток стримера, возрастает от 0.1 см до 1.6 см. Только за счет ионизации в радиальном поле через 100 нс после рождения рассматриваемого участка канала в нем сохраняется около $2 \cdot 10^{12}$ электронов на сантиметр длины (рис. 10). Это даже несколько больше, чем было первоначально создано на фронте ионизации в стримерной головке. Значит, погонная проводимость стримера не снижается, пока длится ионизационное расширение канала и продольное электрическое поле в нем не нарастает. Так ликвидируется причина рождения вторичной волны ионизации. При высокой скорости роста напряжения на промежутке вторичная волна действительно не наблюдается на опыте (рис. 8).

Изменение механизма поддержания проводимости в канале за стримерной головкой благотворно сказывается на развитии длинных стримеров в резко неоднородном поле. Чтобы поддерживать их рост в рассматриваемых условиях, удается обходиться существенно меньшим аксиальным полем, нежели определенное выше пороговое поле (≈ 20 кВ/см. Так, в эксперименте при $A_i = 3400$ кВ/мкс к моменту, когда длина стримерного канала достигла 75 см, напряжение на промежутке поднялось до 600 кВ. Если даже пренебречь потенциалом головки и считать, что напряжение целиком потеряно в канале, то и в этом случае среднее поле там не превысит 8 кВ/см.

Хотя ионизационное расширение в радиальном поле представляется действенным средством поддер-

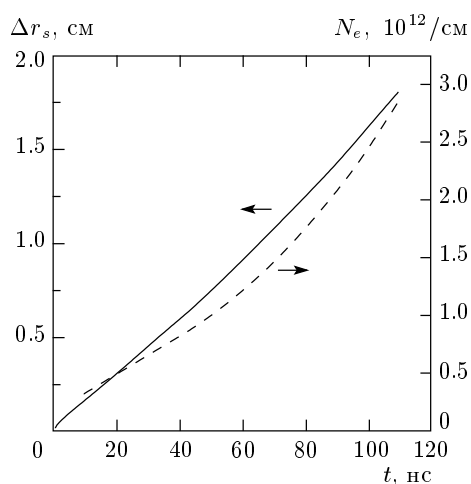


Рис. 10. Изменение во времени радиуса стримерного канала и погонной плотности электронов при ионизационном расширении канала в воздухе в случае линейно нарастающего импульса напряжения крутизной 2000 кВ/мкс

жания стримерного канала в проводящем состоянии при высокой скорости подъема напряжения на промежутке, на этот эффект не приходится рассчитывать, когда дело касается очень длинных стримеров. По мере удаления от анода скорость роста потенциала в конкретном месте канала, $A_x(x)$, из-за падения напряжения на нем становится все меньше по сравнению с крутизной A_i . Рано или поздно значение A_x станет ниже предельной величины, еще способной поддерживать ионизационное расширение, и этот фактор перестанет действовать. Тогда для длительного удержания стримера в проводящем состоянии снова останется единственным средством — вторичная продольная волна ионизации, нуждающаяся в поле около 20 кВ/см. Не исключено, что теперь она будет стартовать не от поверхности анода, а из глубины промежутка в том месте канала, где раньше всего прекратится (или не начнется вовсе) ионизационное расширение.

Необходимо отметить, что все рассмотренное справедливо при условии, что распространение стримеров не меняет существенно распределения электрического поля в глубине разрядного промежутка. Это безусловно верно для одиночного стримера, но может не выполняться для мощной сильно разветвленной стримерной вспышки, например, такой, что развивается от анода радиусом в десятки сантиметров при начальном напряжении в несколько мегавольт. Здесь объемный заряд многих одновременно формирующихся стримеров, соизмеримый с

зарядом анода, вытесняет поле из прианодной области, перемещая его в сторону катода. В области усиленного таким образом поля стримеры получают способность продвигаться даже при полной потере гальванической связи с местом своего старта, чему способствует поляризация «молодых» участков каналов, еще не потерявших проводимости [3]. Из модельных исследований и экспериментов известно, что для поддержания такого режима распространения внешнее поле должно быть не меньше среднего аксиального поля в стримерном канале, которое в воздухе при нормальных условиях составляет примерно 5 кВ/см [3, 13]. Рассмотрение вопроса о коллективном развитии стримеров выходит за пределы статьи.

5. ВОЗМОЖНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ СТУПЕНЧАТОГО ДВИЖЕНИЯ СТРИМЕРА В РАЗЛИЧНЫХ ГАЗАХ

Выбор воздуха в качестве среды для моделирования был продиктован только большей доступностью экспериментальной проверки. По сути дела состав газа принципиального значения не имеет. Заметное снижение проводимости стримерной плазмы присуще не только электроотрицательным, но и электроположительным газам. Разница между ними чисто количественная, ибо рано или поздно любой стримерный канал заметно потеряет проводимость. Дело только в его длине и времени развития. Но чем сильнее выражены электроотрицательные свойства среды, тем при меньших стримерных длинах и на более коротких временах станут проявляться рассматриваемые здесь эффекты.

Для подтверждения высказанного положения было выполнено моделирование длинного стримера при нарастающем напряжении в нагретом воздухе атмосферного давления, а также в кислороде и SF_6 при $p = 1$ атм и $T = 300$ К. Все геометрические параметры брались теми же, что и ранее. Как известно, эффективная скорость гибели электронов в стримерном канале существенно уменьшается с нагревом воздуха из-за замедления трехчастичного прилипания электронов к молекулам кислорода, частичной компенсации прилипания электронов процессами отрыва электронов от отрицательных ионов и вследствие замедления электрон-ионной рекомбинации благодаря разрушению комплексных положительных ионов [14]. Наоборот, скорость гибели электронов в кислороде и в сильно электроотрицательном газе SF_6 значительно больше, чем в воздухе

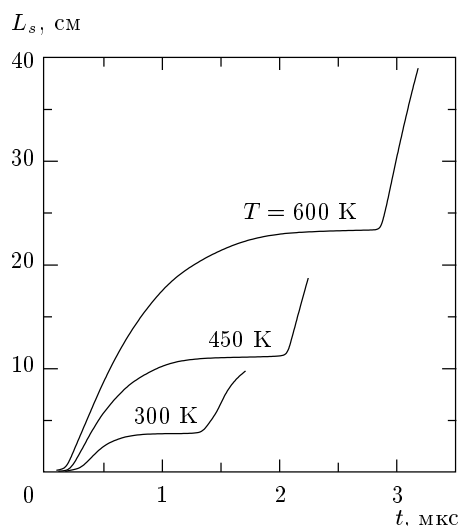


Рис. 11. Изменение во времени длины стримера в воздухе при различных температурах в случае линейно нарастающего импульса напряжения крутизной 100 кВ/мкс

при нормальных условиях из-за интенсивного прилипания электронов к молекулам. Результаты моделирования показали (рис. 11), что нагрев воздуха до 600 К при неизменной крутизне 100 кВ/мкс импульса напряжения увеличил длину стримера, сформированную в пределах первой ступени, в шесть раз, доведя ее до 23 см, а продолжительность ступени — примерно вдвое. Моделирование в чистом кислороде, как и ожидалось, привело к обратному эффекту. Реально эффект ступенчатого развития проявился только при скорости подъема напряжения порядка 1000 кВ/мкс и выше. Из расчетных данных на рис. 12 видно, что при такой крутизне фронта импульса длина ступени составляет всего 1.5–2 см, а время ее развития сокращается до 40–50 нс. Если же снизить крутизну фронта до 500 кВ/см, ступени практически не успевают формироваться. Создается эффект непрерывного продвижения стримера, при котором первичная и вторичная волны ионизации движутся по промежутку с практически одинаковыми скоростями, оставляя позади себя канал с полем около 25 кВ/см. При таком поле плотность электронов в канале поддерживается почти на неизменном уровне.

Наконец, в SF₆ исключительно сильное прилипание полностью ликвидировало возможность ступенчатого развития. Стримерная плазма распалась настолько быстро, что за головкой не успевал образовываться хоть сколько-нибудь заметный уча-

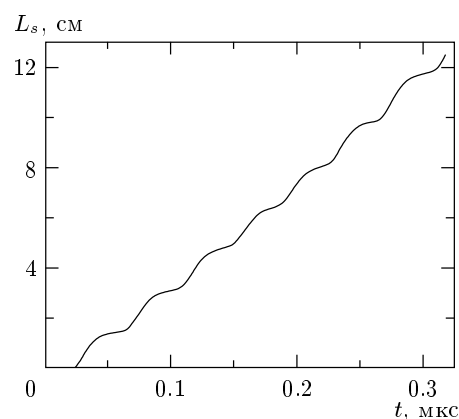


Рис. 12. Изменение во времени длины стримера в чистом кислороде при линейно нарастающем импульсе напряжения крутизной 1000 кВ/мкс

сток канала с продольным полем ниже порогового ($E_i/N \approx 3.6 \cdot 10^{-15}$ В·см² в SF₆). В результате ступени вырождались почти полностью. Все, что осталось от них — быстро затухающие колебания скорости в самом начале процесса (рис. 13а). Далее создавался эффект равномерного удлинения стримера, несущего по всей длине своего канала продольное поле около 90 кВ/см (рис. 13). Некоторое снижение напряженности было заметно только непосредственно за головкой, на участке канала длиной в несколько ее радиусов (рис. 13б). Увеличение скорости роста напряжения вплоть до 10⁴ кВ/мкс не изменило хода процесса. Именно такое непрерывное продвижение стримера в SF₆ наблюдалось экспериментально и подкреплено численными расчетами в [17] для импульса напряжения с длительностью фронта 15 нс.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные результаты работы. Теоретически и экспериментально показано, что при нарастающем напряжении стример может распространяться в газовом промежутке ступенчато. Механизм этого явления объясняется следующим. В резко неоднородном поле стример движется с замедлением и останавливается вследствие большой потери напряжения на распадающемся канале. Его «оживление» связано с зарождением вблизи электрода новой волны ионизации, вызванной перераспределением электрического поля в канале из-за неравномерного распада плазмы. Двигаясь по каналу стримера, новая волна повышает его проводимость и увеличивает потенциал головки,

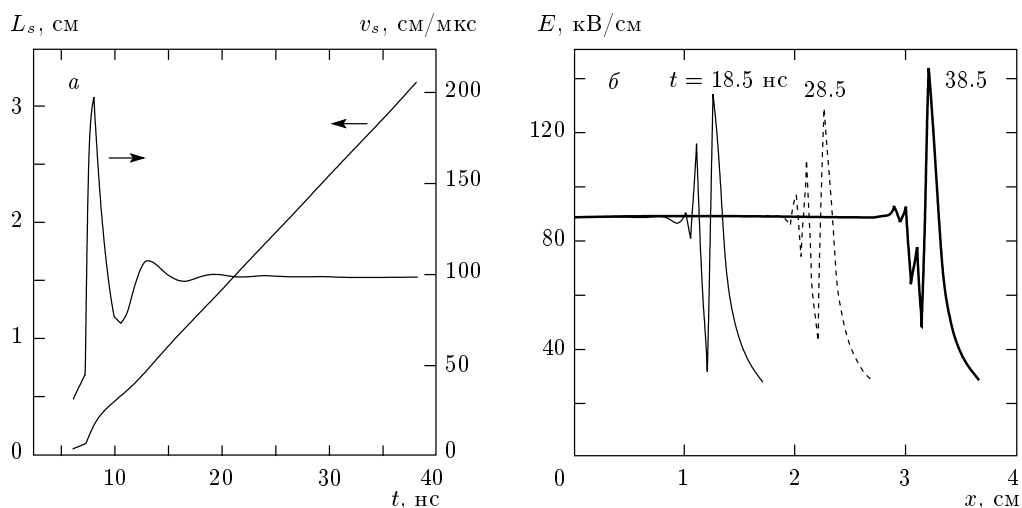


Рис. 13. Изменение во времени длины стримера и его скорости в SF_6 при линейно нарастающем импульсе напряжения крутизной 10^4 кВ/мкс

создавая тем самым условия для дальнейшего продвижения стримера вперед. Стример быстро убегает от вторичной волны ионизации и через некоторое время, сравнимое с временем жизни плазмы в канале, снова останавливается из-за распада канала и, как следствие, нарушения гальванической связи между стримерной головкой и высоковольтным электродом. Вторичная волна ионизации, достигая слабопроводящего участка канала, восстанавливает его проводимость, и начинается новая ступень в движении стримера.

Продольное электрическое поле в канале за фронтом вторичной волны близко к пороговому полю E_i , при котором устанавливается равновесие процессов рождения и гибели электронов для рассматриваемых условий. Поле существенно меньше E_i характерно только для участка между фронтами вторичной и первичной волн. Средняя скорость ступенчатого движения стримера на участке, многократно превышающем длину ступени, прямо пропорциональна крутизне фронта импульса напряжения. При высокой скорости подъема напряжения проводимость стримерного канала может поддерживаться за счет его ионизационного расширения в радиальном поле. В воздухе при нормальных условиях этот эффект реально заметен при скорости роста напряжения свыше 2000 кВ/мкс, вследствие чего нивелируется ступенчатость. В газах с очень сильно выраженными электроотрицательными свойствами, таких как SF_6 , длина ступеней становится сопоставимой с радиусом стримера при

любой реально достижимой скорости подъема напряжения на разрядном промежутке, в результате чего распространение стримера воспринимается непрерывным.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 00-02-17399) и INTAS (грант № 96-2120).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. M. Meek and J. D. Craggs, *Electrical Breakdown of Gases*, Wiley, New York (1978).
2. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1992).
3. Э. М. Базелян, Ю. П. Райзер, *Искровой разряд*, Изд-во МФТИ, Москва (1997).
4. Б. Н. Горин, А. В. Шкилев, *Электричество* № 6, 31 (1976).
5. Д. Даусон, У. Винн, в сб. *Электронные лавины и пробой в газах*, под ред. Г. Ретера, Мир, Москва (1968), с. 353.
6. E. Marode, *J. Appl. Phys.* **46**, 2005, 2016 (1975).
7. R. S. Sigmond, *J. Appl. Phys.* **56**, 1355 (1984).
8. M. Aints, A. Haljaste, and K. Kudu, in *Proc. 6th Int. Conf. Gas Discharges*, London (1978), IEEE Conference Publication № 189, p. 265.

9. Н. Л. Александров, А. Э. Базелян, Э. М. Базелян, И. В. Кочетов, *Физика плазмы* **21**, 60 (1995).
10. М. И. Дьяконов, В. Ю. Качоровский, *ЖЭТФ* **95**, 1850 (1989).
11. М. И. Дьяконов, В. Ю. Качоровский, *ЖЭТФ* **98**, 895 (1989).
12. Э. М. Базелян, А. Ю. Горюнов, *Электричество* № 11, 27 (1986).
13. N. L. Aleksandrov and E. M. Bazelyan, *J. Phys. D* **29**, 740 (1996).
14. N. L. Aleksandrov and E. M. Bazelyan, *J. Phys. D* **29**, 2873 (1996).
15. R. Morrow, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-14**, 234 (1986).
16. Н. Л. Александров, Э. М. Базелян, *Физика плазмы* **22**, 458 (1996).
17. R. Morrow, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19**, 86 (1991).