

УДК 537.523

Моделирование катодонаправленного стримера в неоднородном электрическом поле

Пек Б.Э., Самусенко А.В., Стишков Ю.К.

1 Введение

Основной метод, используемый для компьютерного моделирования развития стримера в газах – решение системы уравнений в частных производных для концентраций частиц и электрического поля в осесимметричном приближении [1, 2]. В [3] этот метод был применен для моделирования развития электронных лавин в неоднородном электрическом поле; были выявлены эффекты значительного отклонения профиля лавины от функции Гаусса вплоть до появления локального максимума концентрации электронов у поверхности активного электрода. При увеличении напряжения в той же системе становится возможен следующий после лавины этап разряда – лавинно-стримерный переход [4] с последующим развитием стримера; моделирование этих явлений описано в данной работе.

Использована упрощенная модель воздуха, включающая лишь основные реакции, что позволило выявить влияние отдельных механизмов ионизации на структуру и динамику развития стримера. В отличие от [3], кинетические эффекты не учитываются, используется дрейфово-диффузионное приближение, поскольку оно отражает все основные закономерности развития лавин и стримеров [2]. Система уравнений в частных производных решалась в программном пакете *Comsol* методом конечных элементов.

2 Постановка задачи

Система уравнений состоит из транспортных уравнений для положительных и отрицательных ионов и электронов, и уравнения Пуассона:

$$\begin{cases} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} \left[-D_e \nabla n_e - \mu_e n_e \vec{E} \right] = \nu_{\text{ion}}(E) n_e - \nu_{\text{att}}(E) n_e - c_{ee} n_e n_+ + S_{\text{ph}} + S_{\text{un}} \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div} \left[-D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ \vec{E} \right] = \nu_{\text{ion}}(E) n_e - c_{ee} n_e n_+ - c_{ii} n_+ n_- + S_{\text{ph}} + S_{\text{un}} \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div} \left[-D_- \nabla n_- - \mu_- n_- \vec{E} \right] = \nu_{\text{att}}(E) n_e - c_{ii} n_+ n_- \\ \Delta \varphi = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_- - n_e); \quad \vec{E} = -\nabla \varphi \end{cases} \quad (1)$$

Здесь n_e , n_+ и n_- – концентрации соответственно электронов, положительных и отрицательных ионов, φ – электрический потенциал. Функция источника для электронов учитывает рождение за счет ударной ионизации с частотой $\nu_{\text{ion}}(E)$, гибель при

прилипанию с частотой $\nu_{\text{att}}(E)$, гибель при электрон-ионной рекомбинации с коэффициентом c_{ee} . Функция источника для положительных ионов учитывает рождение за счет ударной ионизации и гибель при электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации (для последней задан коэффициент c_{ii}).

Функция источника для отрицательных ионов учитывает их рождение за счет прилипания электронов к нейтральным частицам и гибель при ион-ионной рекомбинации. Зависимости частоты ионизации и прилипания от напряженности поля получены путем аппроксимации экспериментально полученных кривых, опубликованных в [2, 5–8]. Коэффициент электрон-ионной рекомбинации задан постоянным: 10^{-13} м³/с, т.к. он слабо меняется в исследуемом диапазоне напряженности электрического поля [5].

Для моделирования выбрана одна из простейших систем электродов с неоднородным полем: сфера–сфера. Радиус внутренней сферы 1 мм, внешней – 2.01 мм. Поле слабонеоднородное: отношение максимального поля к среднему в отсутствие объемного заряда равно двум.

Расчетная область разделена на две. В области А (рис. 1) решаются все уравнения системы (1), а в области В – только уравнение Пуассона и уравнение на концентрацию фотонов. Разделение на две области позволяет сэкономить расчетные ресурсы. Оно возможно, поскольку заряженные частицы (электроны и ионы) присутствуют практически только в области А, но объемный заряд возмущает электрическое поле на расстоянии порядка нескольких радиусов стримера.

Граничные условия представлены в табл. 1 и на рис. 1.

В качестве начальных условий (НУ) вблизи катода задано начальное облако электронов (рис. 1): начальная концентрация электронов в облаке задана на уровне 10^{16} 1/м³, в остальном пространстве начальная концентрация электронов задана равной нулю. Концентрации других частиц в начальный момент времени предполагаются равными нулю. Напряжение равно 5 кВ и неизменно во времени.

Для выявления влияния разных источников ионизации на структуру и динамику стримера рассмотрены три качественно разные модели: без фотоионизации и внешнего источника ($S_{\text{ph}} = 0$, $S_{\text{un}} = 0$), с внешним источником ионизации ($S_{\text{ph}} = 0$, $S_{\text{un}} \neq 0$) и с фотоионизацией за счет излучения стримера ($S_{\text{ph}} \neq 0$, $S_{\text{un}} = 0$). Далее фотоионизация и ионизация внешним источником называются для краткости дополнительными источниками ионизации (в противовес ударной ионизации, основному источнику).

Для учета внешнего источника ионизации (например, подсветка ультрафиолетом) к функции источников электронов и положительных ионов добавлялись соответствующее дополнительное слагаемое:

$$S_{\text{un}} = \frac{n_{\text{max}} - n_e}{\tau}$$

Здесь n_{max} – максимальная фоновая концентрация свободных электронов, которую может обеспечить внешний источник ионизации, τ – характерное время, за которое источник выводит концентрацию на фоновый уровень. В приведенных результатах задавались значения $\tau = 0.01$ нс; $n_{\text{max}} = 10^7$ м⁻³. Такой источник обеспечивает постоянную однородную концентрацию электронов в области вокруг стримера.

Для учета фотоионизации излучением стримера в систему уравнений добавлялось стационарное уравнение диффузии для фотонов высоких (около потенциала ионизации молекулы кислорода и выше) энергий, способных привести к фотоионизации молекул воздуха:

$$-\Delta n_{\text{ph}} = -l^2 n_{\text{ph}} + g \nu_{\text{ion}}(E) n_e \quad (2)$$

Здесь l – коэффициент поглощения ионизирующего излучения в воздухе; n_{ph} – концентрация фотонов. Безразмерный коэффициент g (коэффициент мощности фотоионизации) характеризует отношение частоты производства ионизирующих фотонов к частоте ударной ионизации. В [10] указано, что он практически не зависит от напряженности поля. Варьируя этот коэффициент, мы варьируем мощность ионизирующего излучения головки и, таким образом, можем варьировать влияние фотоионизации на развитие стримера.

Для учета фотоионизации в функции источника для электронов и положительных ионов присутствовало слагаемое, описывающее появление ион–электронной пары при поглощении фотона S_{ph} (c – скорость света в вакууме):

$$S_{\text{ph}} = c l n_{\text{ph}} \quad (3)$$

Уравнение (2) является приближенным способом описания фотонов. Обоснование применимости такого метода для условий данной задачи (атмосферное давление, размеры расчетной области не более 1 мм) можно найти в статье [9].

Источник S_{ph} (фотоионизация излучением головки) дает неоднородную концентрацию затравочных электронов – при удалении от головки она падает. Источник S_{un} (ионизация внешним источником), напротив, дает однородную концентрацию затравочных электронов во всей расчетной области.

3 Анализ результатов

3.1 Фаза лавины и лавинно-стримерный переход

Проанализируем основные этапы развития стримера. На рис. 2–3 показано изменение концентрации электронов в процессе лавинно-стримерного перехода и дальнейшего прорастания встречного положительного стримера к катоду. Здесь и ниже приведены результаты для модели с фотоионизацией излучением стримера с коэффициентами $g = 10^{-6}$ и $l = 10^3 \text{ м}^{-1}$. Облако электронов, заданное начальными условиями, движется от катода к аноду. Количество электронов в нем постепенно нарастает под действием ударной ионизации, а радиус облака увеличивается из-за диффузии. Объемный заряд пока слишком мал, чтобы заметно изменить электрическое поле – это т.н. фаза лавины. Она подробно описана в [3], здесь мы не будем на ней останавливаться. В [3] подробно описан эффект «втягивания» лавины в область слабонеоднородного поля. Этот эффект наблюдался и в данной модели: в определенный момент помимо основного («старого») максимума концентрации возникает второй («новый»), непосредственно на поверхности электрода (рис. 2–3, $t = 3.48 \text{ нс}$). Появление нового максимума вызвано первыми немногочисленными электронами, достигшими анода. Из-за диффузии отдельные электроны достигают анода раньше, чем до него доходит центральная часть лавины. Эти электроны из-за высокой напряженности поля вблизи анода и, как следствие, высокой частоты ионизации, приводят к быстрому повышению концентраций непосредственно у поверхности анода. Здесь образуется новый максимум, который быстро обгоняет старый по величине, и в момент $t = 3.82 \text{ нс}$ старый максимум становится незаметным на его фоне. Тем не менее, поскольку скорость ионизационных процессов значительно

выше скорости дрейфа электронов, некоторая относительно малая концентрация электронов остается и в отдалении от анода.

3.2 Этапы развития стримера

Появлению стримера предшествует описанный выше этап, в конце которого лавина коснулась своей передней частью анода. Электроны быстро уходят на анод, и в прианодном слое постепенно накапливается нескомпенсированный положительный заряд (см. рис. 4б), который через некоторое время начинает существенно влиять на внешнее электрическое поле, вытесняя его из области повышенной концентрации электронов на границу этой области (см. рис. 4в). Туда же смещается и область повышенной ионизации (см. рис. 4а). Это приводит к повышению концентрации ионизованных частиц перед границей, и область повышенной концентрации заряженных частиц вновь изменяет свои границы. От анода начинает прорастать положительный стример навстречу лавине – в этом смысле его можно назвать «отраженным» стримером. При этом область повышенной концентрации электронов переходит в состояние плазмы – поле отсюда вытеснено, объемного заряда практически нет.

Это соответствует сложившимся представлениям о структуре сформировавшегося стримера, для которого характерно наличие плазменного канала, поле из которого вытеснено на внешнюю границу канала [4]. Максимум поля при этом оказывается на передней границе эллипсоидной головки канала (см. рис. 4в). Если лавина развивалась в поле, образованном электродами, практически не влияя на него, то с момента образования стримерного канала проводящая область прорастает за счет вновь образующейся плазмы, и максимум поля смещается от поверхности электрода на внешнюю границу головки стримера, ближе к противоэлектроду. Этот максимум становится новым центром ионизационных процессов, в которых в качестве затравочных электронов участвуют электроны начальной лавины. В результате ионизации возникает новая плазменная область с высокой концентрацией электронов, удлиняющая канал стримера, а максимум поля вновь смещается в направлении к противоэлектроду. Так движется волна ионизации.

Следует отметить, что, хотя в результате лавинной ионизации концентрация электронов в области головки стримера увеличивается на порядки по сравнению с концентрацией в окружающем стример воздухе, однако для поддержания ионизационных процессов необходимо наличие затравочных электронов перед ней, на некотором расстоянии от головки. В качестве затравочных электронов могут выступать как оставшиеся от первоначальной лавины, так и вновь образовавшиеся в результате фотоионизации газа излучением стримера или ионизации газа внешним источником. Влияние различных источников возникновения затравочных электронов рассмотрено ниже.

Скорость прорастания стримера (точное определение этого параметра будет дано ниже) есть скорость волны ионизации, которая может быть значительно выше скорости перемещения лавины [2]. Интенсивность ионизации перед головкой стримера также значительно выше, чем в лавине, при этом в момент образования волны ионизации лавина коснулась анода только своим передним краем, а ее основная часть все еще находится в воздухе. Поэтому на начальном этапе стример прорастает через исходную лавину, а ее немногочисленные (по сравнению с концентрацией электронов в плазме стримера) электроны служат для стримера затравочными (это будет показано ниже).

В сформировавшемся виде стример имеет эллипсоподобную плазменную головку, окаймленную тонким слоем объемного заряда (см. рис. 4б) и цилиндрический «плаз-

менный» канал. Электрическое поле в канале и головке стримера существенно понижено, а перед головкой повышено, зона максимальной ионизации локализуется непосредственно перед головкой стримера (рис. 4а, $t = 4.14$ нс). Полученная в модели структура катодонаправленного стримера имеет свой традиционный вид (рис. 4б и 4в при 4.14 нс), описанный в литературе [2]: квазинейтральная плазменная область с пониженным электрическим полем в канале стримера и область повышенной напряженности поля перед головкой стримера.

В головке стримера и на границе стримерного канала находится нескомпенсированный положительный электрический заряд, образованный положительными ионами (рис. 4б). Такая структура с ярко выраженным стримерным каналом, замкнутым на электрод, и четко ограниченной головкой характерна для положительных стримеров. Отрицательные же стримеры имеют диффузный вид, со слабо выраженной структурой головки [1].

В [2] обосновано введение параметров стримерного канала, которые можно назвать интегральными, поскольку они характеризуют его как цельную проводящую структуру. Они позволяют наглядно представить динамику развития стримера и используются и в других работах [1]. Мы определим интегральные параметры следующим образом:

а) длина стримера, которую мы будем понимать как расстояние от поверхности анода до максимума электрического поля перед головкой;

б) скорость роста стримера, которую мы определим как производную по времени от его длины;

в) эффективный радиус головки, который мы определим как удвоенное расстояние между максимумом напряженности и точкой перед головкой, в которой поле падает в 2.25 раза по сравнению с максимальным.

Последнее определение связано с тем, что радиус головки влияет на динамику стримера прежде всего тем, что задает характерный масштаб падения поля перед головкой [2]; в упрощенной аналитической модели из того же источника предполагается, что поле перед головкой можно приближенно считать полем от сферического проводника: оно спадает по закону обратных квадратов. Легко увидеть, что использованное нами определение дает точный результат – радиус сферы – для случая сферического заряженного проводника; для стримера же, головка которого имеет сложную форму, это будет лишь некоторый характерный пространственный масштаб головки.

Интегральные параметры позволяют описать влияние различных источников ионизации на динамику стримера. На рисунке 5 приведены зависимости длины стримера от времени, скорости стримера от его длины и диаметра головки стримера от его длины для разных учтенных механизмов ионизации.

В отсутствие фотоионизации после прохождения головкой стримера области расположения начального пакета электронов стример останавливается (рис. 5): в определенный момент волна ионизации практически прекращает движение, заряженный слой, окаймляющий стример утончается; напряженность поля растет, пытаясь компенсировать нехватку затравочных электронов перед головкой увеличением скорости ионизации; задача расходится. В моделях, учитывающих фотоионизацию излучением стримера или внешнего источника, скорость стримера, его диаметр, вплоть до длины 0.5 мм остаются теми же, что и в отсутствие этих источников. Тем самым показано, что на начальном этапе динамика стримера определяется не фотоионизацией; а в качестве затравочных электронов выступают остаточные электроны лавины. С этой позиции можно объяснить и первый максимум скорости на этом этапе развития стримера (рис. 5б): он соответствует максимуму концентрации электронов в основной части

лавины. До достижения головкой стримера положения этого максимума скорость стримера растет, а диаметр головки сужается (рис. 5в). Когда волна ионизации проходит через этот максимум, концентрация остаточных электронов быстро идет на спад, и стример притормаживается.

Этот начальный этап движения стримера можно назвать «несамостоятельным», поскольку затравочные электроны вокруг головки не образовались в результате влияния стримера, а остались от электронной лавины. Такой источник затравочных электронов является «невозобновляемым»: когда стример уйдет из области, занятой электронной лавиной, затравочных электронов больше не будет.

В моделях, где учитывается собственная фотоионизация или внешний источник, в определенный момент времени скорость стримера после прохождения начального этапа вновь начинает расти. Динамика стримера зависит от механизма и параметров дополнительных источников ионизации (рис. 5). Этот этап можно назвать «самостоятельным», т.к. стример далее не зависит от электронов начальной лавины. На рисунках 2–3 в моменты времени 4.8 нс и 5.06 нс виден локальный максимум (М) концентрации электронов, который соответствует области, в которой произошел этот переход.

Момент перехода и область, где он происходит, зависят от интенсивности фотоионизации дополнительного источника и той концентрации электронов перед головкой, которую он может обеспечить. Чем больше заданный коэффициент мощности фотоионизации, тем раньше проявляется ее влияние: тем раньше начинается вторичный рост скорости стримера (рис. 5).

На самостоятельном этапе развития стример монотонно прорастает вплоть до поверхности катода. При приближении к катоду напряженность поля перед головкой стримера повышается, и скорость головки растет быстрее, чем вдали от него. Когда головка стримера приближается к катоду на расстояние около сотни микрометров, напряженность поля перед головкой начинает стремительно расти, т.к. разность потенциалов между катодом и головкой стримера остается существенной, а расстояние между ними уменьшается. Задача на этом этапе расходится. Для замыкания стримера на катод в модель необходимо добавить автоэлектронную эмиссию с катода, но это предмет отдельного исследования.

На рисунке 6 слева показаны линейные графики изменения напряженности поля в процессе прорастания стримера к катоду.

Непосредственно перед головкой стримерного канала формируется передний фронт – область максимальной напряженности поля (около 350 кВ/см), толщиной примерно 50 нм, из-за чего здесь образуется узкая область повышенной ионизации (см. рис. 4а). Поле перед головкой спадает плавно, подобно полю от заряженной сферы.

Напряженность поля в плазменном канале на два порядка меньше чем на фронте. Поле в нем слишком низкое и ударной ионизации в канале не происходит, здесь ключевую роль играют гибель электронов в результате рекомбинации и прилипания. На рисунке 6 видно, что поле в хвостовой части канала вблизи анода примерно на порядок выше поля в остальной части канала. Это вызвано тем, что вблизи анода толщина канала меньше (рис. 4в), и чтобы обеспечить подпитку движущейся головки стримера, т.е. пропустить ток той же величины через меньшее сечение канала, требуется повышенное поле в этой области проводящего канала.

3.3 Влияние дополнительных источников ионизации на развитие стримера

Были рассмотрены модели с разными значениями коэффициента мощности ионизирующего излучения g (см. (2)): $g = 10^{-6}$ и $g = 10^{-9}$. Как видно по рисункам 5–6, увеличение g приводит к более раннему переходу на самостоятельный этап развития стримера. Скорость стримера для приведенных значений g отличается не более чем в 2 раза, напряженность поля на поверхности головки не более чем в 1.4 раза, а эффективный диаметр головки практически не зависит от g . При этом разница в значениях g составила 3 порядка. Таким образом, подтверждается приведенное в [2, 8] утверждение о том, что скорость роста, а также и другие важные параметры стримера слабо (логарифмически) зависят от концентрации затравочных электронов, а значит, и от коэффициента мощности фотоионизации g . Для расчета с удовлетворительной точностью достаточно знать этот параметр по порядку величины.

Также в модели варьировался и коэффициент поглощения фотоизлучения l . С одной стороны, увеличивая l , мы увеличиваем мощность источника электронов S_{ph} (3), что может ускорить стример; с другой стороны, затравочные электроны образуются ближе к фронту, что должно замедлить стример. Как видно по рис. 5–6, если характерная длина поглощения l^{-1} была порядка и больше радиуса головки (1 мм и 100 нм), влияние l на параметры стримера было слабое. Однако уменьшение l^{-1} до 10 нм привело к почти двукратному падению скорости стримера и существенному росту напряженности поля перед головкой. Очевидно, это связано с тем, что, уменьшив характерную длину поглощения (т.е. прозрачность газа для данного излучения), мы уменьшили расстояние от фронта, на котором поглощаются фотоны и образуются затравочные электроны, а значит, уменьшили длину развития лавинного процесса перед фронтом стримера. Область локализации фотонов в этом случае сконцентрирована в тонком слое вокруг стримерной головки (рис. 7в).

Наличие только внешнего источника ионизации привело к развитию стримера, качественно и количественно весьма схожего с моделью с фотоионизацией при одной из комбинаций l и g (рис. 5–6). Это говорит о том, что тип источника затравочных электронов вокруг головки качественно не влияет на картину развития стримера – необходимо лишь его наличие, чтобы вокруг продвигающейся головки постоянно возникали затравочные электроны. При исследованных мощностях излучения, качественных отличий в развитии стримеров выявлено не было.

4 Выводы

Основным преимуществом данной модели является использование минимально возможного количества уравнений для описания всех основных параметров газового разряда в воздухе. Использование дрейфово-диффузионного приближения (1) избавляет от необходимости расчета функций распределения частиц по энергиям, а также учета различных энергетических реакций, которые не сопровождаются изменением заряда частиц. Использование усредненных характеристик положительно и отрицательно заряженных ионов, параметры которых берутся из эксперимента, избавляет от необходимости учитывать большое количество основных реакций взаимодействия между различными компонентами воздуха.

В работе в рамках компьютерной модели стримера рассчитана структура короткого

катодонаправленного стримера в слабонеоднородном поле.

Показано, что стример имеет квазицилиндрический канал, в котором напряженность поля существенно понижена, и головку, по форме близкую к эллиптической и окаймленную тонким слоем объемного заряда медленных положительных ионов, обеспечивающую высокую напряженность поля перед ней. Локальная напряженность поля перед головкой превышает среднюю напряженность поля в канале на два порядка.

На стадии сформировавшегося стримера ионизация газа идет преимущественно в тонком полусферическом слое непосредственно перед головкой, а в канале преобладает прилипание электронов.

Ионизация обеспечивает постоянное удлинение проводящего стримерного канала и перемещение окаймляющего головку слоя объемного заряда на внешнюю границу текущего состояния проводящей головки, т.е. в направлении распространения стримера. Это в свою очередь приводит к перемещению локального максимума электрического поля и зоны интенсивной ионизации и обеспечивает движение т.н. волны ионизации.

Рассчитанная скорость прорастания стримера в воздухе на самостоятельном этапе развития составила около 1000–1600 км/с, что согласуется с данными некоторых экспериментов [9] (~1000 км/с), несмотря на отличия в длине стримера: на эксперименте измеряется средняя скорость стримера на отрезке длиной как минимум несколько сантиметров [8], а в представленной модели длина стримера достигает лишь миллиметра.

Показано, что движение положительной головки стримера в нейтральной среде возможно только при наличии внешних либо собственных источников ионизации перед головкой стримера, например, подсветкой ультрафиолетом или излучением из стримера соответственно. Это излучение должно обеспечить достаточное количество затравочных электронов перед головкой стримера.

Исследовано влияние уровня собственной и внешней фотоионизации на характер распространения стримера. Показано, что у анода на начальных этапах развития, движение положительного стримера обеспечивается электронами затравочной лавины, далее скорость развития стримера зависит от уровня фоновой концентрации электронов перед стримерной головкой, которую может обеспечить процесс фотоионизации. При этом важно прежде всего само наличие дополнительного источника. Мощность фотоионизации в определенном диапазоне слабо влияет на основные параметры стримера. Коэффициент поглощения ионизирующего излучения существенно замедляет стример только когда характерная длина поглощения становится меньше по порядку, чем радиус головки. Учет фотоионизации и ионизация внешним источником дают качественно и количественно схожие картины стримеров.

Из результатов моделирования видно, что радиус головки сформировавшегося стримера на начальных этапах развития монотонно растет. На масштабах порядка 1 мм и временах порядка 5 нс реакция прилипания электронов и наличие отрицательных ионов практически не влияют на процесс распространения стримера.

Список литературы

- [1] *Alejandro Luque, Valeria Ratushnaya and Ute Ebert* Positive and negative streamers in ambient air: modeling evolution and velocities // *Journal of Physics D: Applied Physics* 2008. Vol.41. P. 234005.
- [2] *Базельн Э.М., Райзер Ю.П.* Физика молнии и молниезащиты. М., 2001. 320 с.

- [3] *Стишков Ю.К., Самусенко А.В.* Особенности распространения электронных лавин в неоднородных электрических полях // Вестник Санкт-Петербургского Университета. Сер. 4: Физика, химия. 2009. Вып. 3. С. 36-44.
- [4] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М., 1992. 536 с.
- [5] *J.Dutton* A survey of electron swarm data // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. Vol. 4. N 3. P. 577-856.
- [6] *J.W.Gallagher, E.C.Beaty, J.Dutton, L.C.Pitchford,* An annotated compilation and appraisal of electron swarm data in electronegative gases J. Phys. Chem. Ref. Data. 1983. Vol. 12. N 1. P.133-152.
- [7] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. М., 1991. 224 с.
- [8] *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. М., 1997. 320 с.
- [9] *G.J.J. Winands* Efficient streamer plasma generation: Ph.D. thesis. Netherlands, 2007.
- [10] *Alejandro Luque, Ute Ebert, Carolynne Montijn, Willem Hundsdorfer* Photoionization in negative streamers: fast computations and two propagation modes // Applied Physics Letters. 2007. Vol. 90. P. 081501.

Р	Электрический потенциал φ	Концентрации электронов n_e , ионов n_+ и n_-	Концентрация фотонов n_{ph}
1	$\varphi = 0$	$-D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ \vec{E} = 0$	$n_{ph} = 0$
2	$\varphi = 0$	-	$n_{ph} = 0$
3	$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = E_n = 0$	-	$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$
4	$\varphi = -10$ кВ	-	$n_{ph} = 0$
5	-	$-D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ \vec{E} = 0$ $-D_e \nabla n_e - \mu_e n_e \vec{E} = 0$ $-D_- \nabla n_- - \mu_- n_- \vec{E} = 0$	-
6	$\varphi = -10$ кВ	$-D_e \nabla n_e - \mu_e n_e \vec{E} = 0$ $-D_- \nabla n_- - \mu_- n_- \vec{E} = 0$	$n_{ph} = 0$
7	$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial n_e}{\partial n} = 0; \frac{\partial n_+}{\partial n} = 0; \frac{\partial n_-}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial n_{ph}}{\partial n} = 0$

Таблица 1. Граничные условия. Нумерация отрезков границы соответствует рис. 1.

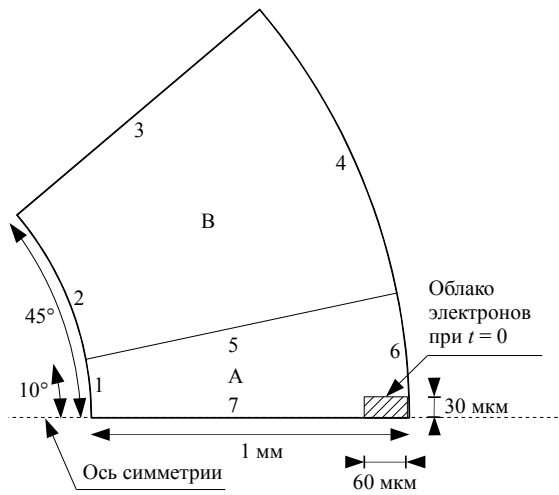


Рис. 1. Схема расчетной области.

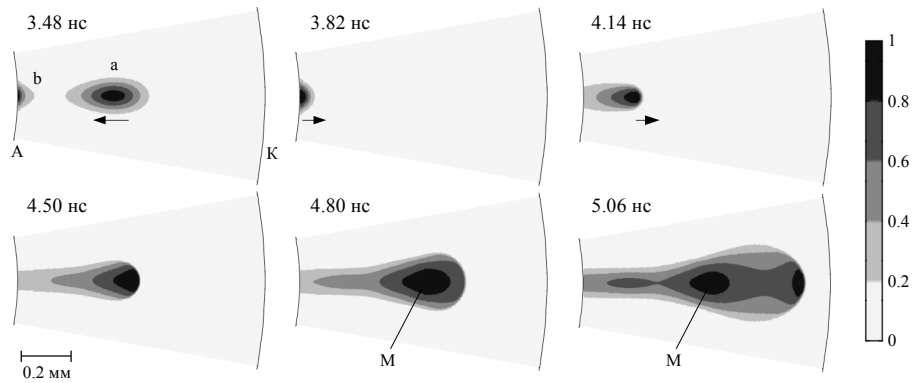


Рис. 2. Концентрация электронов в области в разные моменты времени. Старый (а) и новый (b) локальные максимумы концентрации в лавинной фазе. Концентрации нормированы на максимум, К – катод, А – анод, М – локальный максимум концентрации.

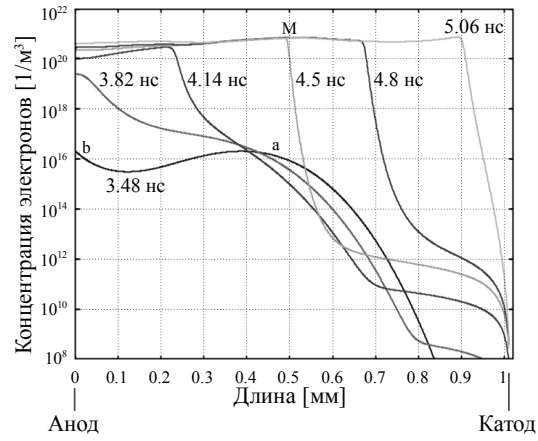


Рис. 3. Концентрация электронов вдоль оси симметрии в разные моменты времени. Старый (а) и новый (b) локальные максимумы концентрации в лавинной фазе. М – локальный максимум концентрации.

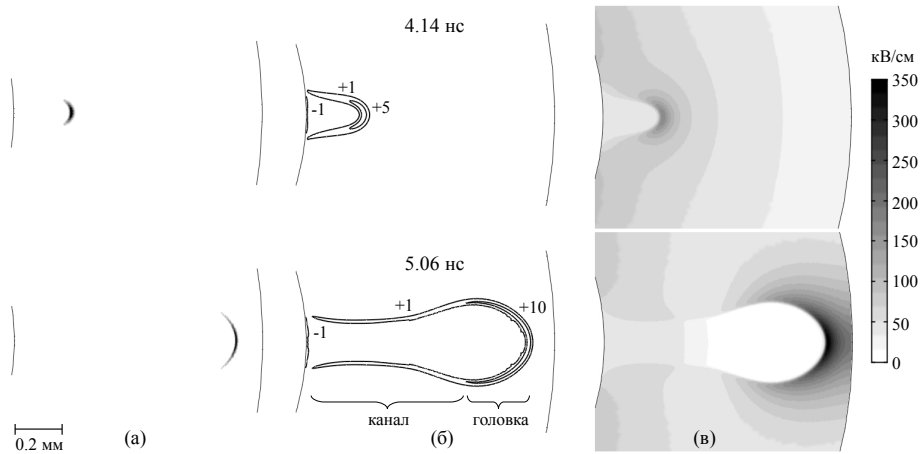


Рис. 4. Контурные графики интенсивности ионизации $\nu_{\text{ион}} \cdot n_e$ (а), распределения объемного заряда $[\text{Кл}/\text{м}^3]$ (б) и напряженности электрического поля $[\text{В}/\text{м}]$ (в) в межэлектродной области в два момента времени: 4.14 и 5.06 нс.

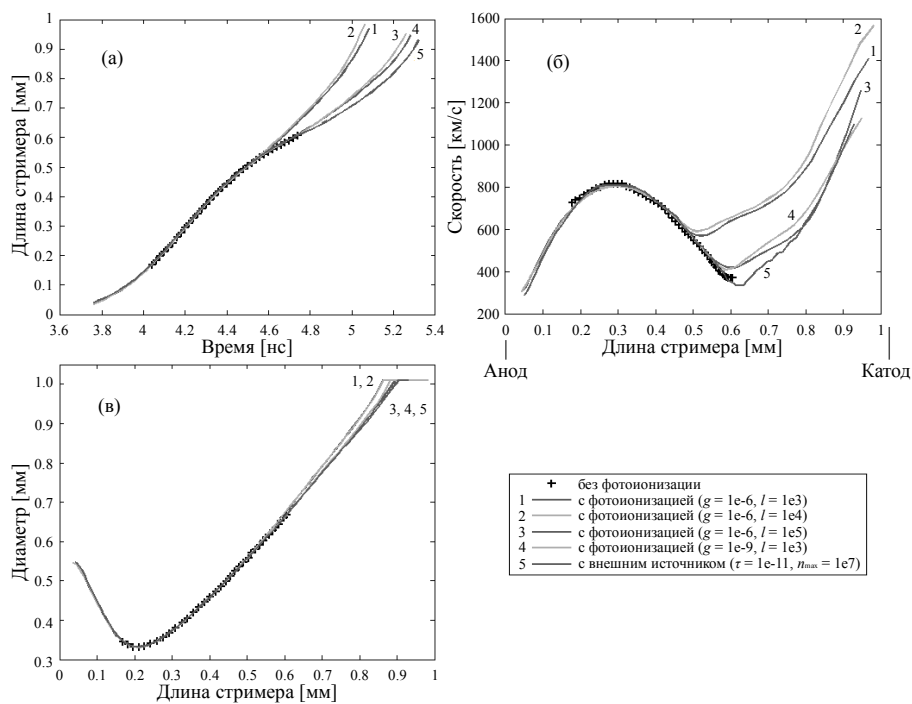


Рис. 5. Интегральные параметры стримера. Зависимости длины стримера от времени (а), скорости стримера (б) и диаметра головки стримера (в) от его длины в моделях: без фотоионизации, с внешним источником ионизации и с фотоионизацией за счет излучения стримера (4 примера).

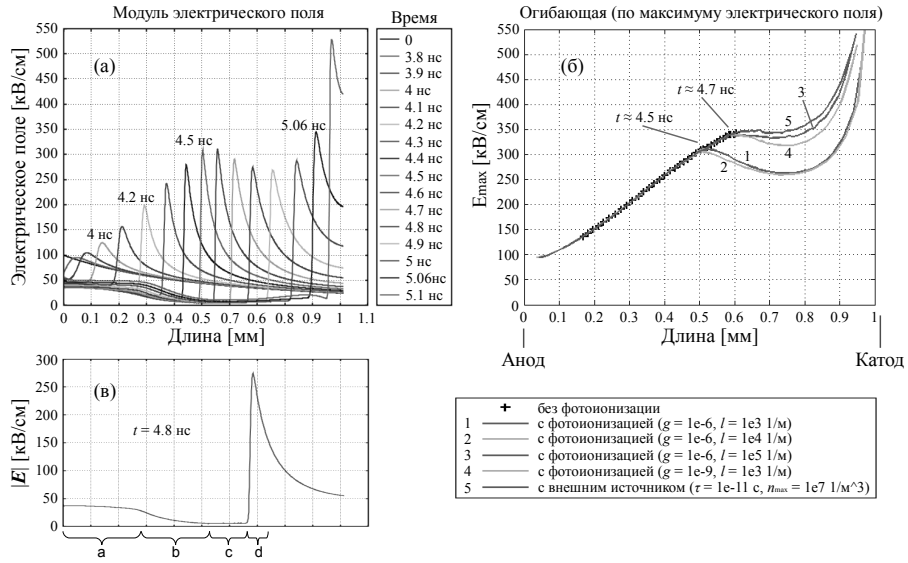


Рис. 6. Серия графиков напряженности электрического поля вдоль оси симметрии (а) в разные моменты времени для модели с фотоионизацией и огибающие (б) подобных серий графиков для всех моделей; (в) – поле в один момент времени, схематично можно выделить участки: а – хвостовая часть канала, б – канал, с – головка, д – передний фронт стримера.

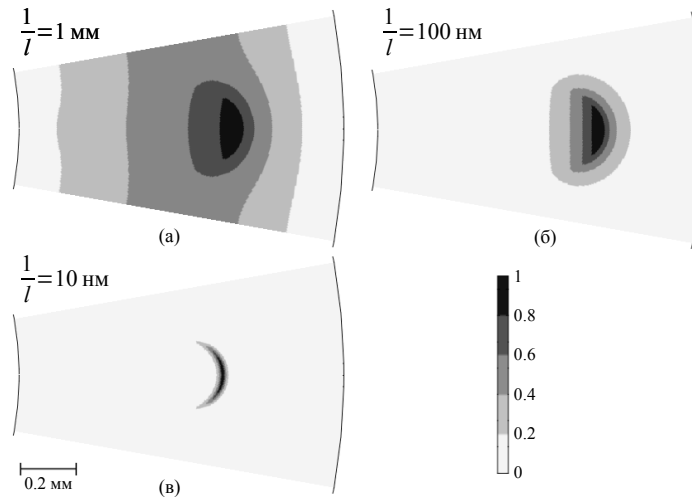


Рис. 7. Концентрации фотонов в расчетной области, нормированные на максимум, для моделей с разным коэффициентом поглощения l в момент времени $t = 4.8$ нс.