

МЕХАНИЗМ ФИЛАМЕНТАЦИИ НАНОСЕКУНДНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ПОЛЯРНОСТИ В АЗОТЕ

© 2022 г. В. Р. Соловьев^{а, *}

^а Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

*e-mail: vic_sol@mail.ru

Поступила в редакцию 11.04.2022 г.

После доработки 25.04.2022 г.

Принята к публикации 25.04.2022 г.

Выполнено численное моделирование развития поверхностного барьерного разряда в азоте с 0.1% примеси O_2 в 2D-модели непрерывной среды в диапазоне давлений 2–8 атм и амплитуд положительного ступенчатого импульса напряжения 20–50 кВ. При напряжении 40 кВ и давлениях азота выше 4 атм зафиксировано развитие тонкого слоя плазмы с нарастающей во времени плотностью. Этот слой, филамент, развивается на обращенной к диэлектрику границе стримера и со временем перемещается по направлению к поверхности диэлектрика. Показано, что причиной развития филамента является ступенчатая ионизация из возбужденных состояний молекулы азота. Предложен критерий возникновения филамента, согласно которому пороговое напряжение для этого явления уменьшается с ростом давления, что качественно согласуется с экспериментальными данными.

Ключевые слова: поверхностный барьерный разряд, наносекундный импульс напряжения, стример, филамент

DOI: 10.31857/S0367292122100298

1. ВВЕДЕНИЕ

Поверхностный барьерный разряд (ПБР) представляет собой разряд, формирующийся у кромки высоковольтного электрода, отделенного от параллельного заземленного плоского электрода тонким слоем диэлектрика, препятствующим замыканию разрядного тока проводимости (рис. 1).

Исследование развития и параметров ПБР в воздухе продолжает оставаться актуальным, в частности, из-за перспектив использования этого типа разряда в аэродинамических приложениях [1, 2] и задачах поддержания/стимуляции горения топливных смесей [3, 4]. В ходе этих исследований в приложении к наносекундному ПБР в азоте и смесях N_2-O_2 , когда длительность импульса приложенного напряжения составляет 20–50 нс, недавно была экспериментально открыта новая, контрагированная форма развития этого разряда, реализующаяся в виде тонких нитей (филаментов) [5].

Наблюдаемый эффект контракции (филаментации) возникает при превышении некоторых критических значений плотности газа и величины амплитуды приложенного напряжения, формирующих на плоскости давление-напряжение

кривую стример-филаментарного перехода. Ниже этой кривой реализуется обычный квазиоднородный режим развития разряда, в котором разряд развивается в виде набора “плотно упакованных” близко лежащих стримеров. Выше этой кривой разряд имеет вид отдельных каналов (фи-

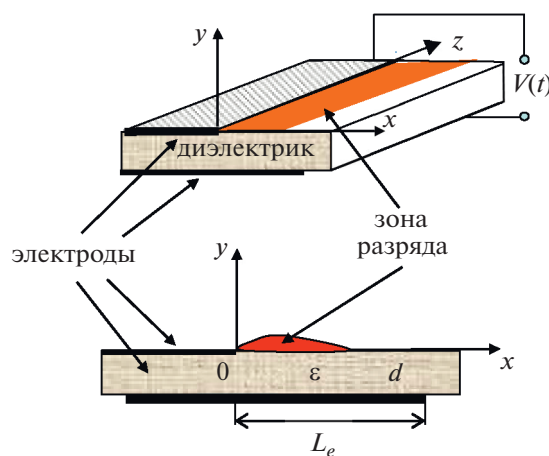


Рис. 1. Схема реализации поверхностного барьерного разряда.

ламентов), расстояние между которыми приблизительно на порядок больше, чем между стримерами в квазиоднородном режиме, а плотность плазмы и энерговыделение значительно выше, чем в стримере [5–8].

Переход из квазиоднородного в филаментарный режим происходит за времена порядка нескольких наносекунд и не может быть объяснен известными механизмами контракции разряда типа ионизационно-перегревной неустойчивости, которые требуют существенно больших времен. В связи с этим, в работе [6] в качестве механизма стример-филаментарного перехода для разряда отрицательной полярности был предложен процесс ионизации $N_2(C^3\Pi_u)$ и $N_2(B^3\Pi_g)$ электронно-возбужденных состояний молекулы азота электронным ударом, учет которого привел к резкому увеличению концентрации электронов в канале разряда. В дальнейшем, возбужденные состояния $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$ и $N_2(C^3\Pi_u)$ будем обозначать, как А, В и С состояния. Возможность реализации предложенного в работе [6] механизма критически зависит от величины приведенного поля E/N в канале разряда (E – величина электрического поля, N – плотность газа), поскольку константы ионизации В и С состояний электронным ударом имеют резкую зависимость от E/N . В модели работы [6] расчеты были выполнены в нуль-мерном токовом приближении в предположении, что в канале разряда $E/N \approx 230$ Тд и не меняется со временем ($1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В см}^2$). Однако, как показано в работе [9], поле в канале разряда чувствительно к изменению плотности электронов и должно падать при ее увеличении. То есть, процесс ионизации В и С состояний электронным ударом должен ослабевать по мере увеличения концентрации электронов и не должен приводить к резкому росту концентрации электронов, если учесть снижение E/N .

Кроме того, предполагаемая величина приведенного поля $E/N \approx 230$ Тд возможна в канале разряда отрицательной полярности, но не наблюдается в канале положительного стримера, где E/N в 1.5–2 раза ниже порога ионизации для воздуха, составляющего 120 Тд [9–11]. Таким образом, предложенная модель вряд ли реализуется в разряде положительной полярности. Поскольку в эксперименте филаментация наблюдалась в разрядах обеих полярностей, вопрос о механизме стример-филаментарного перехода в ПБР остается открытым.

В данной работе на базе модели работ [9–11] пространственно-временной динамики развития стримера в самосогласованном электрическом поле сделана попытка численного моделирования развития ПБР для условий наблюдения эффекта филаментации в эксперименте [5]. По-

скольку наблюдаемое напряжение перехода из квазиоднородного в филаментарный режим заметно меньше для чистого азота, чем для воздуха, в качестве объекта исследования был выбран азот с 0.1% содержанием кислорода. Исследуется наносекундный ПБР положительной полярности в азоте в диапазоне амплитуд напряжения 20–60 кВ и давлений газа 2–8 атм, соответствующих области параметров, в которой экспериментально наблюдался эффект филаментации наносекундного ПБР.

2. МОДЕЛЬ

Подробное описание исходной модели развития ПБР изложено в работах [10, 11]. В рассматриваемом варианте азота с малой добавкой O_2 можно не учитывать образование отрицательных ионов. В этом случае модель упрощается до решения уравнений переноса только электронов и положительных ионов в 2D дрейфово-диффузионном приближении

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \text{div} \vec{J}_k = S_k - R_k, \quad k = i, e \quad (1)$$

и уравнения Пуассона для потенциала самосогласованного электрического поля ϕ

$$(\nabla(\epsilon \nabla \phi)) = -4\pi e(n_i - n_e), \quad \vec{E} = -\nabla \phi, \quad (2)$$

где n_i и n_e есть концентрации положительных ионов и электронов. Потоки \vec{J}_k заряженных частиц есть

$$\vec{J}_e = -n_e K_e \vec{E} - \nabla(D_e n_e), \quad (3)$$

$$\vec{J}_i = n_i K_i \vec{E}, \quad (4)$$

где K и D подвижность и коэффициент диффузии.

Из-за быстрой конверсии иона N_2^+ в ион N_4^+ предполагается, что положительные ионы представлены только ионами N_4^+ .

Выражения для источников S_k и стоков R_k в исходной модели описывают ионизацию N_2 из основного X состояния с константой скорости k_i и диссоциативную рекомбинацию молекулярного иона N_4^+ и электрона с константой скорости рекомбинации k_{dr}

$$S_{e,i} = S_{ph} + k_i N n_e, \quad R_{e,i} = k_{dr} n_e n_i. \quad (5)$$

Малое, не влияющее на кинетику, содержание O_2 моделирует присутствие естественной примеси, ответственной за источник фотоионизации S_{ph} . Этот источник обусловлен ионизацией молекул O_2 УФ-излучением возбужденных молекул $N_2(b^1\Pi_u, b^1\Sigma_u^+, c^1_4\Sigma_u^+)$ в полосе 98.0–102.5 нм, которое генерируется в зоне разряда. Согласно выводам работы [12], для успешного развития стри-

Таблица 1. Константы скоростей процессов

	Процесс	Константа скорости, см ³ /с	Ссылка
A1	$e + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2e$	$k_{i0} = (0.7668 + 0.018\gamma) \times 10^{-8.09 - \frac{40.92}{\gamma}}$	[15]
A2	$e + N_4^+ \rightarrow 2N_2$	$k_{dr} = 2 \times 10^{-6} (300/T_e(K))^{0.5}$	[16]
A3	$e + N_2 \rightarrow N_2(A) + e$	$10^{-8.4 - 14/\gamma}$	[17, 14]
A4	$e + N_2 \rightarrow N_2(B) + e$	$10^{-8.2 - 14.8/\gamma}$	[17, 14]
A5	$e + N_2 \rightarrow N_2(C) + e$	$k_C^* = 10^{-8.2 - 21.1/\gamma}$	[17, 14]
A6	$N_2(B) + N_2 \rightarrow N_2(A) + N_2$	1×10^{-11}	[16]
A7	$N_2(C) + N_2 \rightarrow N_2 + N_2$	1×10^{-11}	[16]
A8	$N_2(C) \rightarrow N_2(B) + \hbar\omega$	$3 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$	[16]
A9	$N_2(C) + e \rightarrow N + N + e$	$k_{dis} = 5.4 \times 10^{-7 - 9.6/\gamma}$	[18]
A10	$N_2(C) + e \rightleftharpoons N_2(B) + e$	$10^{-7}, 10^{-7} \times \exp(-3.68/T_e(\text{эВ}))$	[18]
A11	$N_2(B) + e \rightleftharpoons N_2(A) + e$	$10^{-7}, 2 \times 10^{-7} \times \exp(-1.18/T_e(\text{эВ}))$	[18]
A12	$N_2(A) + e \rightarrow N_2^+ + 2e$	$6.3 \times 10^{-9 - 21.1/\gamma}$	[14]
A13	$N_2(C) + e \rightarrow N_2^+ + 2e$	$1.5 \times 10^{-7 - 10/\gamma}$	[14]
A14	$N_2(A) + N_2(A) \rightarrow N_2(C) + N_2(X)$	1.5×10^{-10}	[16]

$$\gamma = E/N/(10^{-16} \text{ В см}^2)$$

мера в “чистом” N_2 достаточно $10^{-4}\%$ примеси O_2 . Вычисление источника S_{ph} базируется на модели, предложенной в работе [13], и реализуется решением уравнения переноса УФ-излучения в приближении лучистой теплопроводности [11]. Максимум, этого источника находится в области фронта стримера, но его наличие существенно и для периферии разряда.

Кинетика возбужденных А, В и С состояний молекулы азота описывается уравнениями баланса без учета пространственного переноса:

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} = S_k - R_k, \quad k = A, B, C. \quad (6)$$

В таблице 1 представлены учитываемые процессы и их константы. Для процессов А11 и А12 указаны константы процессов девозбуждения уровней и обратного ему возбуждения электронным ударом. Температура электронов T_e и константы скорости процессов с участием высоко-энергетичных электронов, как функции E/N , вычислялись на основе численного решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям [14, 15]. Аппроксимация численного решения для T_e имеет вид [15]

$$T_e = T_a + 0.745\gamma^{0.54} \text{ эВ}, \quad (7)$$

здесь T_e и температура газа T_a , выраженные в эВ; $\gamma = E/N/(10^{-16} \text{ В см}^2)$ – безразмерная величина приведенного электрического поля E/N .

Константа ионизации из основного состояния молекулы $N_2(X)$ вычислялась с поправкой на эффект нелокальности [10, 11], которая оказывается существенной в области резких градиентов концентрации электронов

$$k_i = k_{i0} \left(1 + \frac{\bar{E}\nabla(D_e n_e)}{K_e n_e E^2} \right), \quad (8)$$

где k_{i0} – константа ионизации (А1) в приближении локального поля.

Используемые константы процессов возбуждения (А3)–(А5) вычислены в работе [14] для диапазона $50 < E/N < 1000$ Тд, что достаточно для рассматриваемых в данной работе процессов в приграничной области стримера, где $50 < E/N < 200$ Тд. Для константы ионизации (А1) использовалось приближение, предложенное в работе [15], которое дает значение константы лучше согласующееся с экспериментальными данными вплоть до $E/N = 3000$ Тд.

Ключевым дополнением к этой модели является учет процесса ступенчатой ионизации из самого высоколежащего из учитываемых возбужденных состояний, из С-состояния. В отличие от прямой ионизации из С-состояния (А13), этот процесс происходит не как единичный акт, а в виде диффузии электрона по вышележащим возбужденным термам молекулы до достижения границы ионизации [19, 20]. Приближение ступенчатой ионизации/рекомбинации справедливо для высоколежащих энергетических состояний

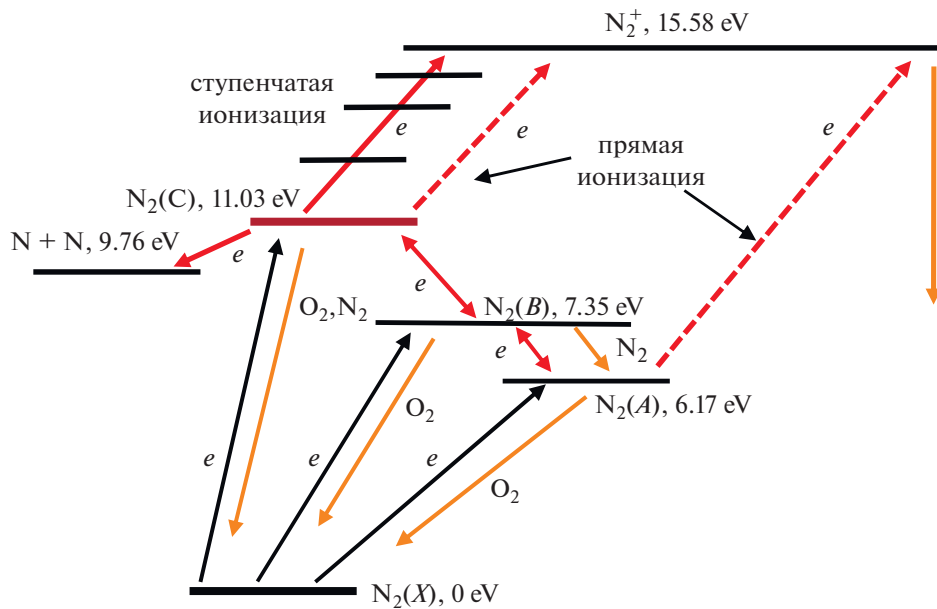


Рис. 2. Схема учитываемых процессов.

таких, что частота перехода между состояниями под действием электронного удара много больше частоты тушения в столкновениях с другими частицами и частоты радиационного распада. Это условие обычно выполняется для уровней разрешенных переходов, энергетическое расстояние между которыми ΔE меньше T_e . В случае N_2 , до ближайшего к С-состоянию вышележащего тер-

ма $C^1 \Pi_u$ расстояние $\Delta E \approx 1$ эВ. Типичные значения E/N в канале стримера 70–100 Тд, которым соответствует $T_e \approx 2.5$ эВ (рис. 3). Как видим, условие $\Delta E < T_e$ выполняется и приближение ступенчатой ионизации из С-состояния вполне разумно. Для нижележащих состояний нужно рассматривать поуровневую кинетику, что и реализовано в предлагаемой модели. Итоговый набор учитываемых процессов иллюстрирует диаграмма на рис. 2. На ней также изображены возможные процессы тушения возбужденных состояний азота молекулами O_2 в случае увеличения примеси O_2 и перехода от азота к воздуху.

Константы процессов кинетики А, В и С состояний взяты в соответствии с рекомендациями работы [6], а для константы ступенчатой ионизации из С-состояния использовалось аналитическое выражение [20]

$$k_{st} = \beta \frac{g_i}{g_c} \frac{m e^{10}}{\hbar^3 T_e^3} \exp(-I_C/T_e), \quad (9)$$

где m, e – масса и заряд электрона, $g_i = 2, g_c = 6$ – статистические веса иона N_2^+ и С-состояния, \hbar – постоянная Планка, $I_C = 4.55$ эВ – потенциал ионизации С-состояния, β – множитель, зависящий от структуры термов атома/молекулы. В настоящей работе было принято фактически максимальное значение $\beta = 0.77$, которое получается, если при расчете константы ступенчатой ионизации/рекомбинации использовать наиболее точные значения сечений перехода между сильно-

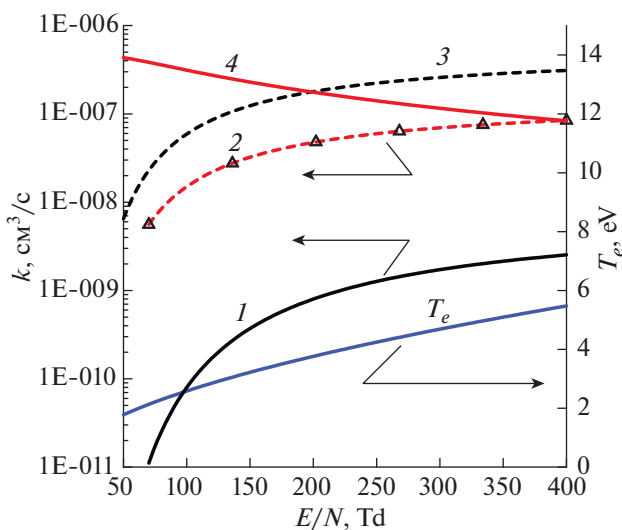


Рис. 3. Константы скорости процессов с участием С-состояния и температура электронов в зависимости от E/N : 1 – возбуждение (А5); 2 – прямая ионизация (А13); 3 – диссоциация (А9); 4 – ступенчатая ионизация (9).

возбужденными состояниями атома, вычисленными методом Монте-Карло [20].

Зависимость констант наиболее важных процессов с участием С-состояния и температуры электронов от E/N представлена на рис. 3.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ДЛЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ПОЛЯРНОСТИ ИМПУЛЬСА НАПРЯЖЕНИЯ

С целью сокращения времени счета расчеты выполнялись для ступенчатого импульса напряжения постоянной амплитуды V_0 : $V = 0$ при $t < 0$, $V = V_0$ при $t > 0$. Параметры диэлектрического барьера задавались следующими: толщина $d = 0.3$ мм, относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 3$. Пространственный шаг расчета изменялся обратно пропорционально плотности газа по закону $h = 0.001 N_0/N$ мм, где $N_0 = 2.69 \times 10^{19}$ см $^{-3}$ нормальная плотность газа при атмосферном давлении. Шаг по времени вычислялся автоматически из условия достижения заданной точности вычисления концентрации электронов в итерационном процессе и составлял, приблизительно, $10^{-4} N_0/N$ нс. Ось координат x направлена вдоль поверхности диэлектрика, y – по нормали к диэлектрику. Начало координат находится в точке контакта кромки верхнего электрода с поверхностью диэлектрика.

На рис. 4 представлены экспериментальные кривые порога стример-филаментарного перехода в азоте (кривая 1) и воздухе (кривая 2) для положительной полярности импульса напряжения длительностью около 30 нс [8]. Выше этих кривых наблюдался филаментарный режим, ниже – квазиоднородный стримерный режим. Крестиками на рис. 4 отмечены точки, в которых в данной работе были выполнены тестовые расчеты. Ориентируясь на данные эксперимента, первый расчет для азота был выполнен в точке $V_0 = 40$ кВ, $N/N_0 = 4$ при температуре газа $T = 300$ К ($p = 4$ атм), немного выше кривой перехода. Пространственные распределения плотности электронов в единицах 10^{15} см $^{-3}$ в моменты времени 0.1 и 0.6 нс показаны на рис. 5.

Сначала, как показано на рис. 5а, стример развивается, как обычно, но со временем на обращенной к диэлектрику границе канала стримера возникает слой плазмы с возрастающей плотностью электронов и ионов (рис. 5б, в). Для наглядности, на рис. 5в изображена приэлектродная часть канала стримера в увеличенном масштабе.

На рис. 6 представлены распределения по нормали к диэлектрику концентрации электронов (синие кривые), положительных ионов (красные кривые) и E/N (черные кривые) в сечении разряда $x = 0.01$ мм в различные моменты времени (рис. 6а), и в различных сечениях в момент

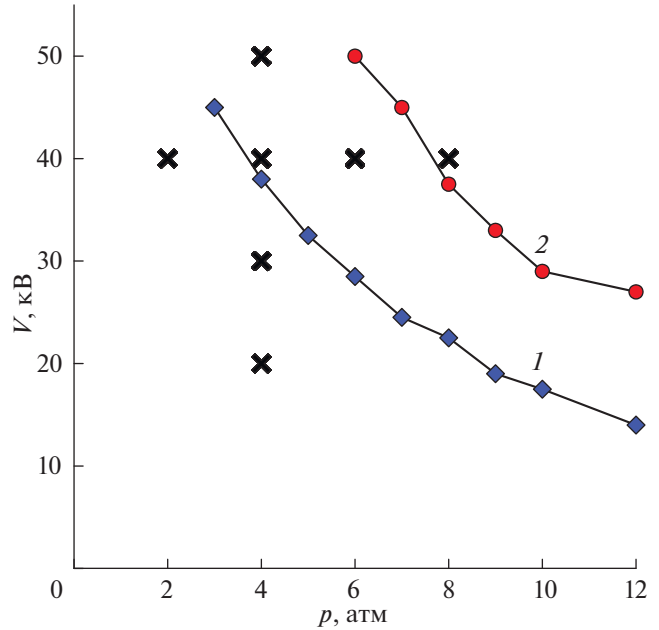


Рис. 4. Экспериментальные данные [8] по порогу стример-филаментарного перехода в азоте (1) и воздухе (2) для $V > 0$; крестиками отмечены точки, в которых были выполнены тестовые расчеты.

$t = 0.6$ нс (рис. 6б), иллюстрирующие динамику развития слоя плазмы с нарастающей плотностью электронов и ионов. Границей стримера будем считать точку y_s , где концентрации электронов и ионов равны, а y – компонента электрического поля $E_y \approx 0$.

Сначала профиль концентрации электронов у границы стримера искажается (кривая 1 на рис. 6а), а затем трансформируется в узкий слой с нарастающей концентрацией электронов и ионов. Со временем плотность плазмы в канале стримера падает из-за рекомбинации, а плотность плазмы в слое растет, при этом слой движется по направлению к диэлектрику, и толщина зазора с высоким значением E -поля между диэлектриком и границей слоя плазмы постепенно уменьшается. В зазоре $E \approx E_y$, поскольку $E_y \gg E_x$, а в канале стримера и в области, занятой слоем, $E_y \approx 0$, так что остается $E \approx E_x$. В дальнейшем будем называть этот слой филаментом.

К сожалению, в текущей версии численной модели развития разряда пока не реализованы процедуры ускорения расчета за счет использования адаптивной сетки и параллельных вычислений. Поэтому, из-за слишком большого времени счета, пока не удалось проследить дальнейшую динамику развития филамента до достижения им поверхности диэлектрика, стабилизации и последующей деградации параметров.

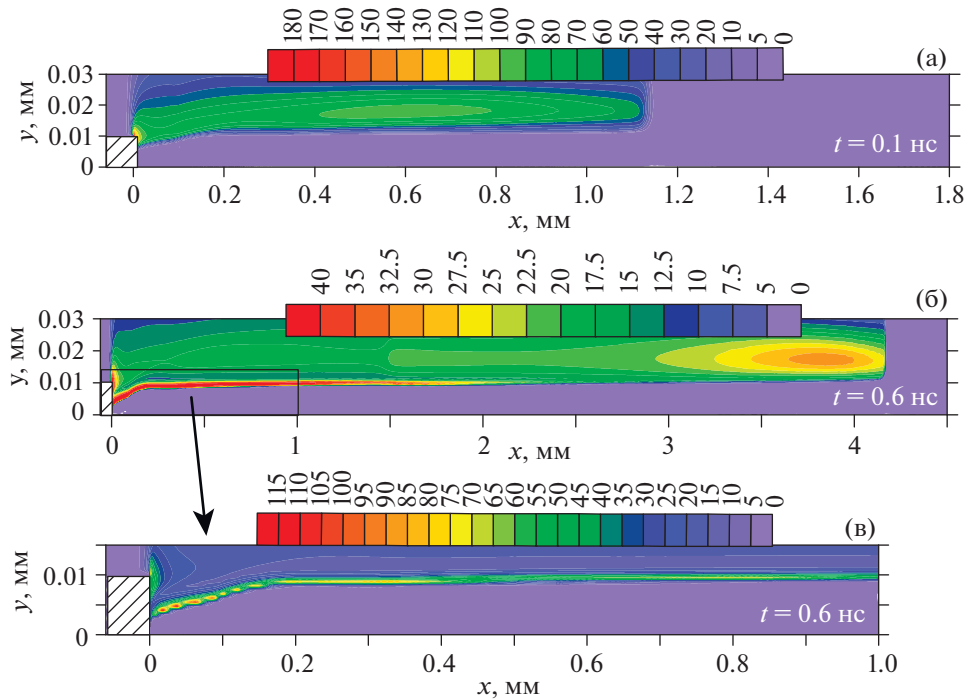


Рис. 5. Пространственные распределения плотности электронов в единицах 10^{15} см^{-3} в моменты времени 0.1 (а) и 0.6 нс (б, в); $V_0 = 40$ кВ, $N/N_0 = 4$.

4. АНАЛИЗ ПРИЧИНЫ РАЗВИТИЯ ФИЛАМЕНТА

4.1. Процессы у границы стримера

С целью выяснения причины возникновения и развития филамента на рис. 7 представлено изменение во времени скоростей основных процессов в контрольной точке $x = 0.01$ мм, $y = 0.00625$ мм вблизи границы стримера, а на рис. 8 – профили скоростей процессов в сечении разряда $x = 0.01$ мм в момент времени 0.1 нс, когда начинается искажение границы канала стримера (кривая 1 на рис. 6а). Из представленных на рис. 7 результатов расчета следует, что в контрольной точке $x = 0.01$ мм, $y = 0.00625$ мм происходит следующая эволюция процессов, причастных к формированию концентрации электронов. Фронт стримера достигает этой точки в момент $t \approx 0.01$ нс, что сопровождается подъемом электрического поля до пикового значения ($E/N \approx 4100$ Тд). Этому моменту времени соответствует пик скорости ионизации из основного X-состояния молекулы N_2 и первый пик скорости возбуждения С-состояния электронным ударом (кривые 1 и 2). В последующие моменты времени рассматриваемая точка оказывается в зазоре между границей стримера и поверхностью диэлектрика вблизи от границы стримера, поскольку

фронт разряда (голова стримера) уходит дальше вдоль поверхности диэлектрика.

Зазор заполнен избыточным зарядом положительных ионов; их концентрация экспоненциально растет от поверхности диэлектрика в направлении границы стримера, вблизи которой достигается максимум плотности избыточного заряда. Дрейф этого избыточного заряда к поверхности диэлектрика ведет к монотонному снижению во времени y -компоненты электрического поля E_y , сначала резко, в интервале 0.01–0.02 нс, когда максимум распределения избыточного заряда проходит через контрольную точку, а затем более плавно. Динамика констант скоростей процессов с участием электронов определяется изменением величины электрического поля, а скорость процессов – произведением константы скорости на текущую плотность электронов, которая в представленном на рис. 7 временном интервале монотонно растет, поскольку суммарная скорость ионизации (кривые 1, 3 и 7) выше скорости рекомбинации (кривая 6). Ростом плотности электронов объясняется второй максимум скорости возбуждения С-состояния (кривая 2), возникающий несмотря на резкое снижение величины E/N .

Ионизация из основного состояния (кривая 1) остается преобладающей, несмотря на резкое

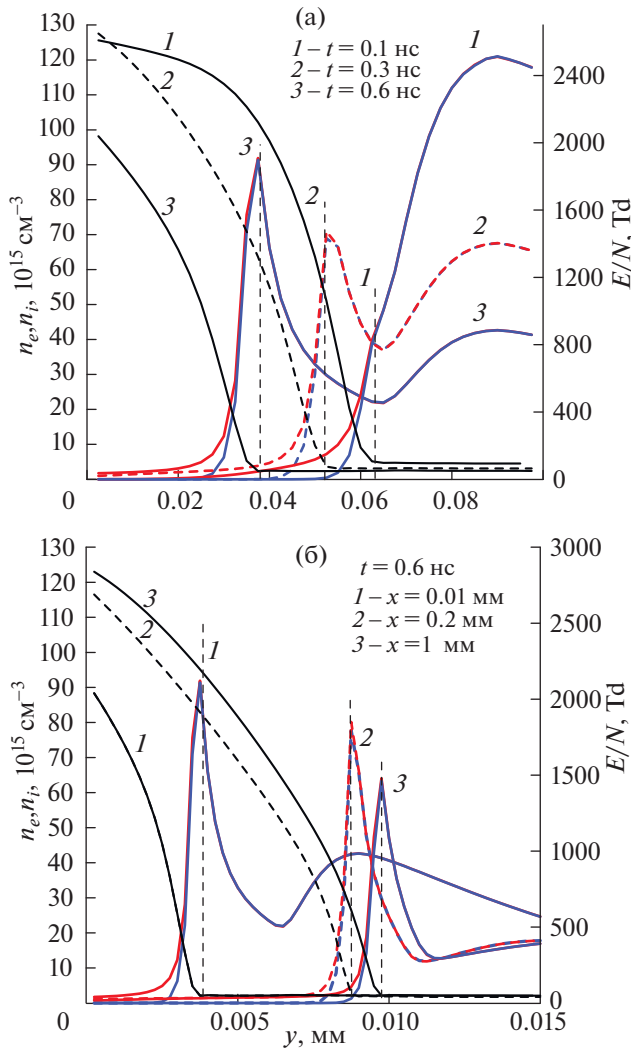


Рис. 6. Профили концентрации электронов (синие кривые), положительных ионов (красные кривые) и E/N (черные кривые): (а) – в сечении разряда $x = 0.01$ мм в различные моменты времени; (б) – в момент времени $t = 0.6$ нс в различных сечениях разряда; $V_0 = 40$ кВ, $N/N_0 = 4$.

снижение своей скорости, до момента времени $t \approx 0.04$ нс, когда на смену ей приходит нарастающая скорость ступенчатой ионизации из С-состояния (кривая 3). Ее рост обусловлен ростом константы скорости этого процесса с уменьшением E/N (см. рис. 3). Влияние прямой ионизации из С-состояния (кривая 7) оказывается пренебрежимо малым, поскольку константа этого процесса наоборот, падает с уменьшением E/N .

Паразитный для ионизации процесс диссоциации С-состояния (кривая 4) с уменьшением E/N также ослабевает, в итоге, к моменту времени $t \approx 0.1$ нс его влиянием можно пренебречь, и получается, что в рассматриваемой контрольной точке основным каналом ионизации становится

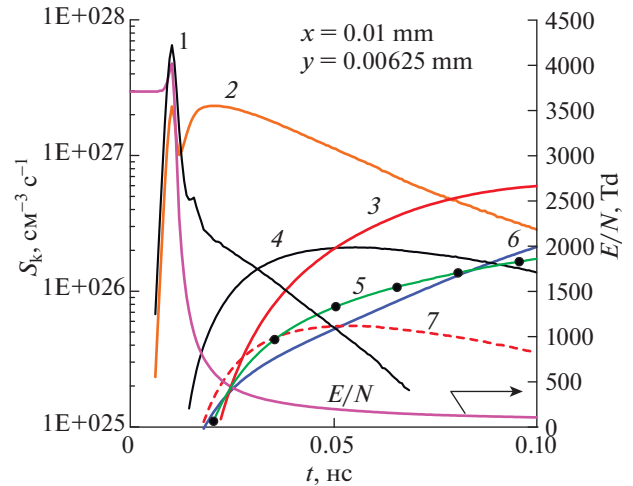


Рис. 7. Динамика скоростей процессов в точке $x = 0.01$ мм, $y = 0.00625$ мм вблизи границы стримера; 1 – ионизация из основного Х-состояния, 2 – возбуждение С-состояния, 3 – ступенчатая ионизация из С-состояния, 4 – диссоциация С-состояния, 5 – перемешивание В- и С-состояний, 6 – рекомбинация, 7 – прямая ионизация из С-состояния.

ступенчатая ионизация из С-состояния, скорость которой в несколько раз превышает скорость рекомбинации. Без этого процесса рекомбинация преобладала бы над оставшимися процессами ионизации, и роста концентрации электронов не было бы.

Для сравнения, на рис. 7 приведена скорость перехода из С в В состояние под действием электронного удара (кривая 5); скорость обратного перехода соответствует локальному равновесию и несколько ниже. Видно, что скорость перемешивания возбужденных состояний А, В и С ниже скорости прямого возбуждения С-состояния (кривая 2). В связи с этим, возбуждение А и В состояний слабо влияет на процесс ступенчатой ионизации, дополнительный вклад в ионизацию мал. Таким образом, основной канал ионизации у границы стримера – это прямое возбуждение С-состояния электронным ударом из основного состояния с последующей ступенчатой ионизацией.

Профили скоростей процессов в сечении разряда $x = 0.01$ мм в момент времени 0.1 нс показаны на рис. 8. Положение контрольной точки, в которой прослежена временная динамика этих процессов, представленная на рис. 7, показано вертикальной пунктирной прямой. В рассмотренных условиях $V_0 = 40$ кВ, $N/N_0 = 4$ ширина области дополнительной ионизации δ , где ступенчатая ионизация превышает рекомбинацию и имеет достаточно высокое значение, составляет, приблизительно 0.00075 мм. Скорость смещения этой области к поверхности диэлектрика прибли-

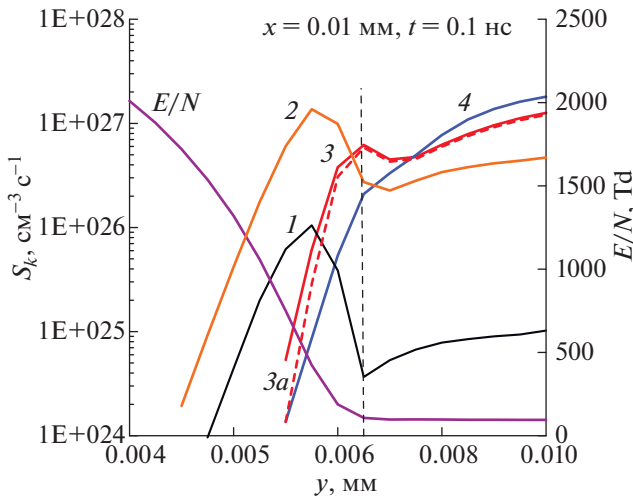


Рис. 8. Профили скоростей процессов в сечении разряда $x = 0.01$ мм в момент времени 0.1 нс, вертикальной пунктирной прямой отмечено положение контрольной точки с рис. 7; 1 – ионизация из основного X-состояния, 2 – возбуждение C-состояния, 3 – суммарная ионизация из C-состояния, 3a – ступенчатая ионизация из C-состояния, 4 – рекомбинация.

зительно равна скорости дрейфа ионов в поле точки максимума избыточной концентрации ионов $n_i - n_e$ ($E/N \approx 550$ Тд) и составляет 0.6×10^6 см/с. То есть время τ_δ , в течение которого в данной области будет происходить рост плотности плазмы равно, приблизительно, 0.1 нс.

Внутри канала стримера, при $y > 0.00675$ мм, скорость рекомбинации (кривая 4) выше скорости ионизации из C-состояния (кривая 3), что приводит к монотонному падению концентрации электронов и ионов (рис. 6а).

4.2. Частота ступенчатой ионизации

Скорость и частота дополнительного источника ионизации есть

$$\Delta_{iC} = k_{iC} N_C n_e - k_{dr} n_i n_e, \quad v_{iC} = \Delta_{iC} / n_e, \quad (10)$$

где k_{iC} – константа скорости суммарной ионизации из C-состояния, n_e , n_i и N_C концентрации электронов, положительных ионов и молекул $N_2(C)$. При изменении величины импульса напряжения и плотности газа картина распределения скоростей процессов качественно не меняется и остается подобной представленной на рис. 8. То есть, вблизи границы стримера величина Δ_{iC} всегда положительна и приводит к дополнительной ионизации. Вопрос только в том, насколько велика эта величина и может ли она обеспечить заметный рост плотности плазмы за время своего существования τ_δ . Поэтому проанализируем, как

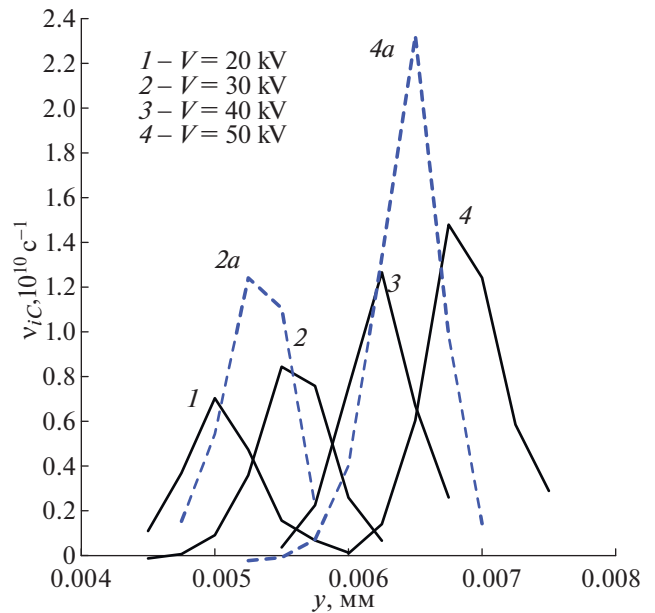


Рис. 9. Профили частоты дополнительной ионизации v_{iC} для $N/N_0 = 4$ при разных значениях напряжения V в моменты времени 0.06 нс (сплошные кривые) и 0.12 нс (пунктир) в сечении разряда $x = 0.01$ мм.

величина Δ_{iC} , а точнее частота дополнительной ионизации v_{iC} изменяется при изменении амплитуды импульса приложенного напряжения V и плотности газа (давления) N/N_0 . Эти данные представлены на рис. 9 и 10.

С ростом напряжения при постоянной плотности азота величина v_{iC} растет. При этом ширина δ области, где $\Delta_{iC} > 0$, остается практически неизменной (рис. 9). Со временем, v_{iC} также увеличивается (кривые 2, 2a для $V = 30$ кВ и 4, 4a $V = 50$ кВ). С ростом напряжения увеличивается и ширина зазора между поверхностью диэлектрика и границей стримера. Это связано с тем, что при большем напряжении больше значение начального лапласова поля, которое порядка $\epsilon V/d$. Для компенсации этого поля в голове стримера требуется большее значение плотности плазмы и, соответственно, больший путь развития электронной лавины до формирования головы стримера, поскольку именно этот процесс определяет величину зазора между головой/каналом стримера и поверхностью диэлектрика [21].

Результаты расчета частоты дополнительной ионизации v_{iC} для $V = 40$ кВ при разных значениях плотности газа N/N_0 приведены на рис. 10 в подобных сечениях разряда и в подобные моменты времени. Поскольку характерный размер и характерное время развития стримера обратно пропорциональны плотности газа, для корректного сравнения результатов положение сечения разря-

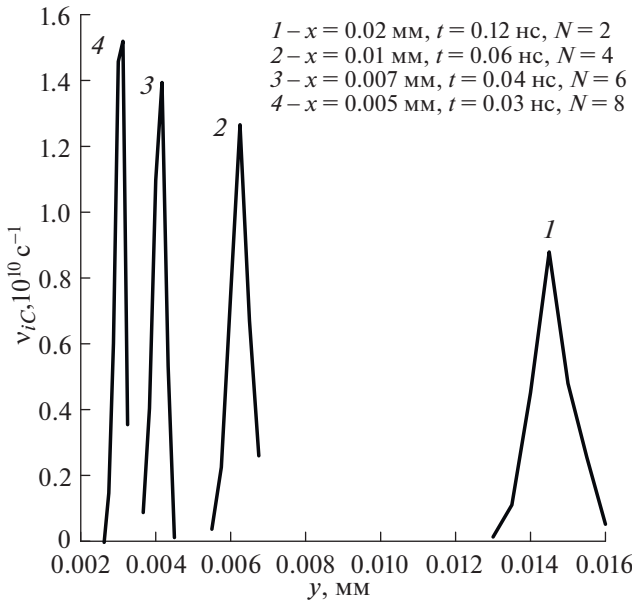


Рис. 10. Профили частоты дополнительной ионизации v_{iC} для $V = 40 \text{ кВ}$ и разных значений плотности газа N/N_0 в подобных сечениях разряда и подобные моменты времени.

да x и время регистрации t результата должны меняться соответствующим образом. Это и означает термин подобные сечения разряда.

С увеличением плотности газа при постоянном напряжении граница стримера приближается к поверхности диэлектрика, поскольку, как отмечалось выше, характерный масштаб длины задается длиной ионизации, которая обратно пропорциональна плотности. Сужается также и ширина δ области, где $\Delta_{iC} > 0$. Величина частоты дополнительной ионизации растет с ростом плотности газа.

Таким образом, из представленных на рис. 9 и 10 результатов расчета следует, что для образования филамента пороговое значение напряжения должно снижаться с ростом давления газа, поскольку v_{iC} растет как с ростом напряжения, так и с ростом давления (плотности). Этот вывод качественно согласуется с результатами эксперимента [8], представленными на рис. 4.

4.3. Электрическое поле в зазоре и скорость смещения филамента

Эволюцию приведенного электрического поля в зазоре иллюстрируют рис. 6 и рис. 11. В рассматриваемые времена фронт разряда находится далеко от тестового сечения $x = 0.01 \text{ мм}$ для $N/N_0 = 4$ или $x = 0.005$ для $N/N_0 = 8$ (см. рис. 5а). В этом случае нормальную компоненту поля у поверхности диэлектрика E_{sy} можно оценить, поль-

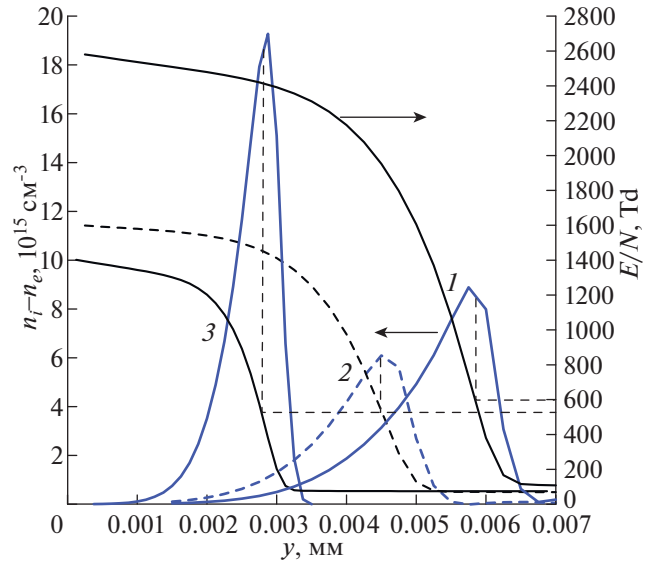


Рис. 11. Профили избыточной концентрации ионов $n_i - n_e$ и приведенного поля E/N в подобных сечениях разряда и подобные моменты времени: 1 – $V = 40 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 4$ ($x = 0.01 \text{ мм}, t = 0.06 \text{ нс}$); 2 – $V = 20 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 4$ ($x = 0.01 \text{ мм}, t = 0.06 \text{ нс}$); 3 – $V = 40 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 8$ ($x = 0.005 \text{ мм}, t = 0.03 \text{ нс}$).

зуясь приближением плоского конденсатора, — $E_{sy} \approx \epsilon V/d$, поскольку потенциал стримера вблизи электрода практически совпадает с потенциалом электрода V . При смещении от поверхности диэлектрика к границе стримера поле E_y спадает от E_{sy} до нуля из-за компенсации полем избыточного положительного заряда, которым заполнен зазор. Наиболее резкая часть этого падения приходится на область максимума плотности избыточного заряда ионов (рис. 11). Из-за дрейфа ионов в направлении диэлектрика точка $E_y \approx 0$ и область резкого изменения поля смещаются в сторону диэлектрика (рис. 6а). Скорость этого смещения приблизительно равна скорости дрейфа ионов при значении поля E_{ym} в точке максимума $n_i - n_e$

$$v_f \approx K_i E_{ym} = K_{i0} N_0 \frac{E_{ym}}{N}, \tag{11}$$

где K_i — подвижность положительных ионов N_4^+ , K_{i0} — значение подвижности при нормальной плотности, $K_{i0} \approx 3 \text{ см}^2/\text{В/с}$ [22].

На рис. 11 представлены результаты расчета профилей избыточной концентрации ионов $n_i - n_e$ и приведенного поля E/N в подобных сечениях разряда и подобные моменты времени для разных напряжений и плотностей: $V = 40 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 4$ ($x = 0.01 \text{ мм}, t = 0.06 \text{ нс}$); $V = 20 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 4$ ($x = 0.01 \text{ мм}, t = 0.06 \text{ нс}$); и $V = 40 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 8$ ($x = 0.005 \text{ мм}, t = 0.03 \text{ нс}$). Оказалось, что несмот-

ря на то, что величина $\frac{E_{sy}}{N} \approx \frac{\epsilon V}{Nd}$ пропорциональна V и обратно пропорциональна N , величина $\frac{E_{ym}}{N}$ слабо зависит от V и N и приблизительно равна 550–600 Гд. На рис. 11 положение $\frac{E_{ym}}{N}$ отмечено горизонтальными пунктирными линиями для разных V и N .

Таким образом, скорость смещения максимума избыточного заряда в сторону поверхности диэлектрика, а с ней и скорость смещения филамента v_f практически не зависит от V и N и приблизительно равна 0.4×10^6 см/с. Из этого следует, что время, за которое филамент дойдет до поверхности диэлектрика обратно пропорционально N и для тестового случая $V = 40$ кВ, $N/N_0 = 4$ приблизительно равно 1.8 нс. По порядку величины это время соответствует наблюдаемому в экспериментах [5–8].

4.4. Критерий филаментации

Как отмечалось выше, вблизи границы стримера частота ионизации ν_{ic} всегда положительна и всегда приводит к росту плотности плазмы, что, однако, не всегда сопровождается образованием филамента с нарастающей плотностью плазмы. Для иллюстрации этого положения на рис. 12 представлены результаты расчета динамики профиля концентрации электронов и ионов в зазоре между стримером и поверхностью диэлектрика при $V = 40$ кВ для двух значений плотности азота: $N/N_0 = 2$ и 4. При $N/N_0 = 4$ четко прослеживается начало развития филамента с нарастающей плотностью плазмы (рис. 12а, 6а), тогда как при $N/N_0 = 2$ (рис. 12б) плотность плазмы в филаменте остается почти на постоянном уровне, хотя и превышающем плотность плазмы в центре распадающегося канала стримера.

Для сравнения, на рис. 13 представлены профили концентрации электронов и ионов в случае $V = 40$ кВ, $N/N_0 = 4$, если константу ступенчатой ионизации положить равной нулю. Ионизация в зазоре по-прежнему происходит, и граница стримера со временем смещается в сторону диэлектрика, но развития слоя плазмы, филамента, даже с невозрастающей плотностью плазмы не происходит, что подтверждает ключевую роль ступенчатой ионизации в формировании филамента.

Из анализа представленных на рис. 12, 13 результатов можно сформулировать качественный критерий стример-филаментарного перехода. Профиль концентрации электронов имеет 3 четко выраженных участка. У самой поверхности диэлектрика ненулевая концентрация электро-

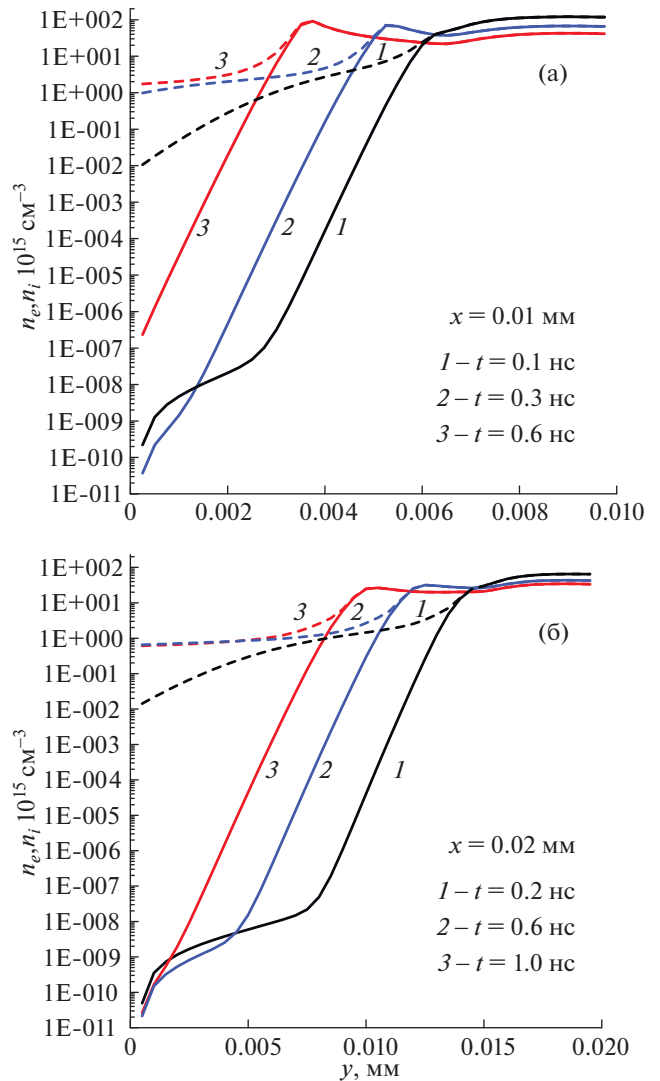


Рис. 12. Профили концентраций электронов (сплошные кривые) и ионов (пунктир) в последовательные моменты времени в случае (а) $N/N_0 = 4$ и (б) $N/N_0 = 2$; $V = 40$ кВ.

нов обусловлена фотоионизацией примеси O_2 УФ-излучением высоковозбужденных молекул азота. Это тот же общепризнанный источник фотоионизации, который обеспечивает развитие положительного стримера в O_2 содержащих смесях [10, 11]. Со временем этот источник ослабевает из-за удаления фронта разряда, дающего основной вклад в генерацию УФ-излучения, что приводит к уменьшению концентрации электронов у поверхности диэлектрика. Размножение электронов фотоионизации в высоком поле у поверхности диэлектрика формирует первый участок профиля, на рис. 13 для $t = 0.015$ нс этот участок простирается до $y \approx 0.004$ мм. Фактически, это участок развития электронной лавины, порожденной источником фотоионизации.

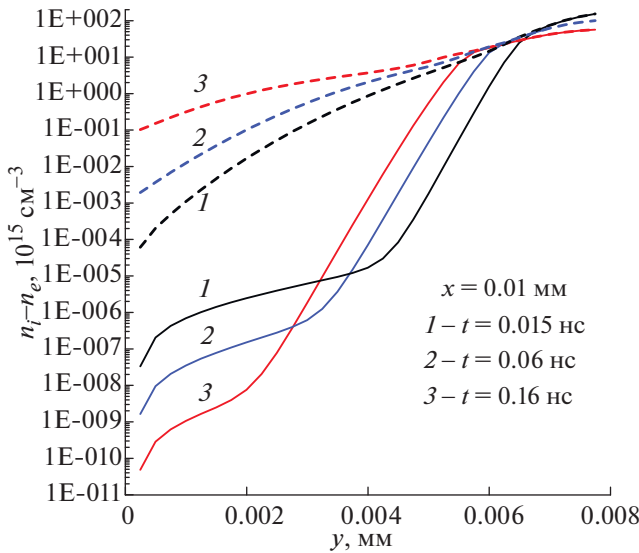


Рис. 13. Профили концентраций электронов (сплошные кривые) и ионов (пунктир) в последовательные моменты времени в случае $V = 40$ кВ, $N/N_0 = 4$ при отсутствии ступенчатой ионизации.

На следующем, втором, участке крутизна роста концентрации электронов с увеличением y резко увеличивается ($y \approx 0.004\text{--}0.007$ мм для $t = 0.015$ нс на рис. 13), что свидетельствует о смене механизма формирования распределения концентрации электронов по y -координате. Величина электрического поля на этом участке, хотя и уменьшилась, но еще остается высокой (см. рис. 6а), и данный участок формируется в результате размножения в этом поле электронов, приходящих за счет диффузии “сверху”, из области с большими значениями y . Таким образом, в этой зоне концентрация электронов уже не зависит от величины n_e у поверхности диэлектрика, а определяется границей стримера. Со временем, этот второй участок вытесняет первый и занимает весь зазор между границей стримера и диэлектриком (кривые 3 на рис. 12). Третий участок соответствует, собственно, каналу стримера, где $E_y \approx 0$ и $E \approx E_x$ ($y > 0.007$ мм для $t = 0.015$ нс на рис. 13).

Развитие филамента происходит в зоне второго участка, на его стыке с третьим. В связи с этим, можно предположить, что критерий стример-филаментарного перехода формулируется следующим образом. Введем координату $z = y_s - y$ отсчитываемую от границы стримера y_s в сторону диэлектрика. Максимум величины дополнительной ионизации v_{iC} находится при $z \approx \delta$. Филамент будет развиваться, если v_{iC} так велика, что за время τ_δ существования $v_{iC} > 0$ концентрация электронов в точке $z = \delta$, $n_e(z = \delta)$, за счет дополни-

тельной ионизации увеличится до величины на текущей границе стримера $n_e(z = 0)$, или

$$n_e|_{z=\delta} \exp(v_{iC}\tau_\delta) > n_e|_{z=0}. \quad (12)$$

К сожалению, из-за сложной зависимости $v_{iC}(z)$ и $n_e(z)$ получить аналитическое выражение критерия (12), как функцию V и N/N_0 пока не удалось.

Оценим, как изменится условие развития филамента, если заметно увеличить примесь кислорода O_2 в смеси $N_2\text{--}O_2$. В этом случае в кинетику возбужденных состояний азота добавится тушение в столкновениях с молекулами O_2 . Балансное уравнение для населенности С-состояния N_C с учетом только основных процессов запишется:

$$\frac{\partial N_C}{\partial t} \approx k_C^* N n_e - k_{st} N_C n_e - k_{qC} N_C N_{O_2} - k_{dis} N_C n_e, \quad (13)$$

здесь k_{qC} константа скорости тушения при столкновении с молекулой O_2 . Процессами перемешивания возбужденных состояний С, В и А в этой оценке пренебрегаем из-за их незначительного вклада, что обсуждалось выше.

Время установления квазистационарного значения N_C определяется основным процессом распада С-состояния, которым, как было выше показано, является ступенчатая ионизация, то есть временем $\tau_{st} = v_{st}^{-1} = (k_{st} n_e)^{-1}$. В рассматриваемом тестовом случае $V = 40$ кВ, $N/N_0 = 4$ в приграничной области стримера $n_e \approx 5 \times 10^{16}$ см $^{-3}$, константа скорости ступенчатой ионизации $k_{st} \approx 3 \times 10^{-7}$ см 3 /с и $\tau_{st} \approx 0.05$ нс. Это время порядка времени развития филамента, т.е. использование квазистационарного приближения не совсем корректно, тем не менее мы воспользуемся им для получения качественной оценки влияния примеси O_2 . В квазистационарном приближении

$$N_C \approx \frac{k_C^* N n_e}{k_{st} n_e + k_{qC} N_{O_2} + k_{dis} n_e}. \quad (14)$$

Константа скорости тушения $k_{qC} \approx 3 \times 10^{-10}$ см 3 /с [16]. В воздухе с содержанием O_2 22% частота тушения $v_{qC} = k_{qC} N_{O_2} \approx 6.3 \times 10^9$ с $^{-1}$ оказывается сравнимой с частотой ступенчатой ионизации $v_{st} = k_{st} n_e \approx 15 \times 10^9$ с $^{-1}$ и затрудняет процесс филаментации из-за снижения N_C . Этот вывод качественно совпадает с результатами эксперимента [8]: при положительной полярности импульса напряжения переход из стримерного режима в филаментарный в воздухе происходит при большем напряжении, чем в азоте (рис. 4).

Полученное решение с развитием филамента сильно зависит от двух основных величин: от константы скорости возбуждения С-состояния электронным ударом k_C^* и константы ступенчатой

ионизации k_{st} . В значениях этих величин возможна сильная неопределенность. Так, в текущей модели величина $k_C^*(E/N)$ рассчитывалась в стандартном приближении локального поля. Скорее всего, в этом расчете необходима коррекция на эффект нелокальности из-за резких градиентов концентрации электронов и электрического поля в зоне образования филамента подобно тому, как реализована коррекция константы ионизации из основного состояния в уравнении (8). Подробно этот подход описан в работах [10, 11].

Величина константы ступенчатой ионизации k_{st} сильно зависит от структуры энергетических уровней возбужденных состояний, что проявляется в практическом использовании для разных атомов корректирующего множителя β , меняющегося на порядок величины и более [20]. В настоящей работе взята величина k_{st} , рассчитанная для водородоподобных возбужденных состояний атома, фактически почти максимальное значение k_{st} для атомов. Возможно, что это приближение следует уточнить для возбужденных термов молекул вообще и молекулы азота в частности, но, к сожалению, конкретных данных по k_{st} для молекулярных газов пока нет и этот вопрос требует отдельного рассмотрения.

В связи с неопределенностью величины константы ступенчатой ионизации k_{st} особый интерес представляют работы [23, 24], в которых в 1D-приближении выполнено, в частности, моделирование плазмы наносекундного капиллярного разряда в азоте без учета ступенчатой ионизации, продемонстрировавшее хорошее согласие с экспериментом. Этот тип разряда характеризуется величинами продольной компоненты $E/N \approx 200\text{--}300$ Тд, когда роль ступенчатой ионизации существенна и должна заметно влиять на результат расчета. Однако, вклад ступенчатой ионизации может радикально уменьшиться, если учесть радиальную компоненту электрического поля, отсутствующую в 1D-приближении. Если итоговое поле будет больше 400 Тд, то прямая ионизация будет интенсивнее ступенчатой, и вклад последней не повлечет существенного искажения результата. Однозначный ответ на этот вопрос и, тем самым, независимую оценку величины k_{st} , может дать только дополнительный расчет параметров капиллярного разряда в осесимметричном 2D-приближении с учетом ступенчатой ионизации.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью данной работы было определение физического механизма явления стример-филаментарного перехода в ходе развития поверхностного барьерного разряда в азоте, в случае возбуждения

разряда ступенчатым положительным импульсом напряжения. Этот импульс качественно моделирует наносекундный импульс напряжения, использовавшийся в работах [5–8], где наблюдалось явление филаментации разряда. Численное моделирование развития разряда в азоте с 0.1% примеси O_2 было выполнено в 2D-модели непрерывной среды в диапазоне давлений 2–8 атм и амплитуд импульса приложенного напряжения 20–50 кВ, включающем наблюдаемую в эксперименте точку перехода из стримерного в филаментарный режим горения $V = 40$ кВ, $p = 4$ атм.

В результате проведенных исследований показано, что узкий слой плазмы с нарастающей во времени плотностью, филамент, при определенных условиях может развиваться за времена порядка 1 нс на обращенной к диэлектрику границе стримера. При этом в канале стримера плотность плазмы монотонно падает из-за рекомбинации. Между границей стримера и поверхностью диэлектрика существует зазор с высоким значением электрического поля. Зародившийся у границы стримера филамент со временем смещается по этому зазору в сторону поверхности диэлектрика, пока не достигнет ее; в процессе этого движения плотность плазмы в филаменте нарастает до величин, на порядок превышающих начальную плотность плазмы в канале стримера.

Исследования показали, что причиной развития филамента является дополнительная ступенчатая ионизация из возбужденных состояний молекулы азота. В приграничной области стримера ступенчатая ионизация является основным видом ионизации и преобладает над рекомбинацией, что приводит к росту плотности плазмы и трансформации границы, но не обязательно приводит к развитию филамента. Последнее происходит только при превышении некоторого критического уровня частоты ступенчатой ионизации. Предложен критерий определения пороговой для возникновения филамента частоты ступенчатой ионизации. По этому критерию образование филамента должно происходить легче с повышением плотности азота и величины импульса напряжения, что качественно согласуется с экспериментальными данными [8].

К сожалению, в текущем варианте численной реализации модели развития разряда пока не используются процедуры ускорения счета и расчеты занимают слишком много, до месяцев, времени. Поэтому пока что удалось зафиксировать только начальную стадию образования филамента. Задача численного моделирования его развития до достижения поверхности диэлектрика, стабилизации и дальнейшей эволюции остается пока не решенной и требует модернизации численного подхода. Это относится и к задачам параметрических расчетов.

Предлагаемый механизм образования филамента пока что следует считать гипотетическим. Он нуждается в дополнительных исследованиях, поскольку результат сильно зависит от точности определения констант скорости ступенчатой ионизации и возбуждения С-состояния молекулы N_2 электронным ударом. Для получения более обоснованного результата необходимо уточнить степень неопределенности величин констант этих двух основополагающих для рассматриваемого явления процессов. Точность определения величин констант остальных кинетических процессов не столь критична.

Работа поддержана грантом РНФ № 22-29-00084. Автор также выражает благодарность Н.А. Попову за поддержку этой работы и содержательные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bayoda K.D., Benard N., Moreau E. // Journal of Applied Physics. 2015. V. 118. P. 63301.
2. Starikovskii A.Y., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., Roupasov D.V. // PSST. 2009. V. 18. P. 34015.
3. Starikovskiy A., Aleksandrov N. // Prog. Energy Combust. Sci. 2013. V. 39. P. 61–110.
4. Starikovskaia S.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. V. 47. P. 353001.
5. Stepanyan S.A., Starikovskiy A.Yu., Popov N.A., Starikovskaia S.M. // PSST. 2014. V. 23. P. 045003.
6. Shcherbanev S.A., Ding Ch., Starikovskaia S.M., Popov N.A. // PSST. 2019. V. 28. P. 065013.
7. Ding Ch., Khomenko A.Yu., Shcherbanev S.A., Starikovskaia S.M. // PSST. 2019. V. 28. P. 085005.
8. Shcherbanev S.A., Popov N.A., Starikovskaia S.M. // Combustion and Flame. 2017. V. 176 P. 272.
9. Soloviev V.R., Anokhin E.M., Aleksandrov N.L. // PSST. 2020. V. 29. P. 035006.
10. Soloviev V.R., Krivtsov V.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. P. 125208.
11. Soloviev V.R., Krivtsov V.M. // PSST. 2018. V. 27. P. 114001.
12. Wormeester G., Pancheshnyi S., Luque A., Nijdam S., Ebert U. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 505201.
13. Железняк М.Б., Мнацаканян А.Х., Сизых С.В. // ТВТ. 1982. Т. 20. С. 423.
14. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 888.
15. Georghiou G.E., Papadakis A.P., Morrow R., Metaxas A.C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. R303.
16. Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P. // PSST. 1992. V. 1. P. 207.
17. Александров Н.Л., Базелян А.Э., Базелян Э.М., Кочетов И.В. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. С. 60.
18. Vacri J., Medani A. // Physica B+C. 1982. V. 112. P. 101.
19. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. С. 1992.
20. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974. С. 264, 271.
21. Soloviev V.R., Krivtsov V.M. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 927. P. 012059.
22. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974. С. 203.
23. Lepikhin N.D., Klochko A.V., Popov N.A., Starikovskaia S.M. // PSST. 2016. V. 25. P. 045003.
24. Lepikhin N.D., Popov N.A., Starikovskaia S.M. // PSST. 2018. V. 27. P. 055005.