

УДК 537.523.9, 537.523.2

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ФИЛАМЕНТАЦИИ НАНОСЕКУНДНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА. ЧАСТЬ 2. ПРИБЛИЖЕНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ

© 2024 г. В. Р. Соловьев*, Д. А. Лисицын, Н. И. Караваева

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

* e-mail: vic_sol@mail.ru

Поступила в редакцию 21.10.2023 г.

После доработки 20.11.2023 г.

Принята к публикации 20.11.2023 г.

Выполнено численное моделирование развития наносекундного поверхностного барьерного разряда, возбуждаемого ступенчатым импульсом напряжения отрицательной полярности $V = -8$ кВ в воздухе атмосферного давления и $V = -15$ кВ в азоте при давлении 6 атм. Расчеты для $V = -8$ кВ сделаны с использованием приближений локального электрического поля и локальной энергии электронов. Показано, что оба приближения дают близкие результаты по динамике развития разряда в целом, структуре катодного слоя и распределению поля на фронте разряда. Существенное различие наблюдается в параметрах слоя разряда, примыкающего к поверхности диэлектрика, что позволило в приближении локальной энергии промоделировать похожий на филаментацию разряда эффект для азота при давлении 6 атм и $V = -15$ кВ.

Ключевые слова: поверхностный барьерный разряд, наносекундный импульс, стример, филамент, приближение локальной энергии

DOI: 10.31857/S0367292124020092, **EDN:** QOMZYS

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдаемый в азоте и азот-кислородных смесях [1–5] эффект филаментации поверхностного барьерного разряда (ПБР), возбуждаемого импульсом напряжения длительностью 20–50 нс до сих пор остается не объясненным. Суть эффекта заключается в том, что при достаточно высоких плотностях газа и амплитудах импульса напряжения изначально квазиоднородный стримерный режим развития разряда за наносекунды переходит в режим филаментарный, когда набор близко расположенных стримеров сменяется более яркими каналами-филаментами с резко отличающимися от стримеров свойствами.

Для азота в работе [6] на базе 2D-приближения развития ПБР был предложен механизм, позволяющий смоделировать развитие начальной фазы похожего на описанное явления в случае импульса напряжения положительной полярности, а в работе [7] было проверено, может ли этот механизм объяснить явление филаментации в азоте и воздухе при отрицательной полярности импульса напряжения. Начальный этап численного моделирования в [7] был успешным: вблизи электрода аналогично случаю с положительной полярностью напряжения было получено формирование узкого слоя плазмы с концентрацией, нарастающей

до $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Однако дальнейшее развитие этого слоя и разряда в целом не имело ничего общего с наблюдаемым в эксперименте [5], для условий которого был выполнен расчет. Причиной, по-видимому, было использование приближения локального поля (Local Field Approximation — LFA) для описания процессов ионизации и возбуждения электронных термов молекулы азота. В областях с небольшими градиентами концентрации электронов это приближение хорошо себя зарекомендовало и широко используется при моделировании развития стримерных разрядов практически всеми группами авторов. Но в области резких градиентов концентрации электронов и поля, характерных для зоны филаментации при отрицательной полярности электрода, это приближение может быть слишком грубым. Чтобы устранить этот недостаток необходимо перейти к модели локальной энергии (Local Energy Approximation — LEA), учитывающей пространственный перенос энергии электронов, и вычислять константы скоростей ионизации и возбуждения электронных термов молекулы азота не как функции приведенного электрического поля E/N (E — напряженность электрического поля, а N — плотность газа), а как функции локальной энергии электронов.

Чтобы проверить, насколько сильно изменяет результат использование приближения локальной

энергии LEA вместо приближения локального поля LFA в данной работе обоими методами выполнены тестовые расчеты по развитию ПБР, возбуждаемого ступенчатым импульсом отрицательной полярности $V = -8$ кВ в воздухе атмосферного давления, когда согласно эксперименту [8] никакой филаментации не наблюдалось. А для проверки принципиальной возможности моделирования “филаментации” выполнены тестовые расчеты уже только в приближении локальной энергии LEA для ступенчатого импульса $V = -15$ кВ в азоте при давлении 6 атм для условий эксперимента [1, 5], где филаментация наблюдалась при напряжениях выше 32—35 кВ. Поскольку основной целью данной работы является тестирование приближения локальной энергии при моделировании ПБР для сокращения времени вычислений была выбрана ступенчатая, а не реализованная в экспериментах форма импульса напряжения.

2. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Схема расчетной области для моделирования развития ПБР представлена на рис. 1. На верхний электрод подается потенциал V , нижний электрод заземлен. Задача решается в 2D-приближении в предположении постоянства параметров вдоль оси Z . Динамика развития разряда моделируется во внутренней области, внешняя область используется для корректного задания граничных условий на бесконечности для уравнения Пуассона. Более подробное описание расчетной области приведено в работе [8].

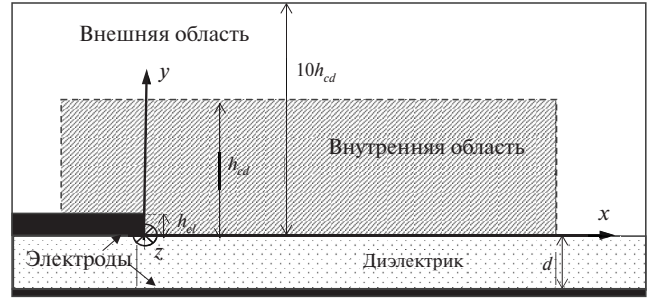


Рис. 1. Схема расположения электродов и вид расчетной области.

$$J_e = -n_e K_e E - \nabla(D_e n_e), \quad (3)$$

$$J_i = n_i K_i E, \quad J_{ni} = n_{ni} K_{ni} E, \quad (4)$$

где K и D — подвижность и коэффициент диффузии.

Для концентраций N_k молекул N_2 в возбужденных состояниях решаются уравнения баланса без учета пространственного переноса

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} = S_k - R_k, \quad k = A, B, C, a', H. \quad (5)$$

Источники S_k в уравнениях (1), (5), температура электронов T_e , подвижность K_e и коэффициент диффузии электронов D_e имеют вид

$$S_m = n_e N k_m (E / N), \quad (6)$$

$$T_e [\text{эВ}] = \begin{cases} T_a + 0.39 \gamma^{0.725} = T_a + 0.073 (E / N)^{0.725}, & E / N \geq 150 \text{ Тд}, \\ T_a + 0.15 \gamma^{1.08} = T_a + 0.012 (E / N)^{1.08}, & E / N < 150 \text{ Тд}, \end{cases} \quad (7)$$

В приближении локального поля LFA используемая модель представляет собой решение уравнений переноса электронов и ионов в 2D дрейфо-диффузионном приближении

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla J_k = S_k - R_k, \quad k = i, e, ni \quad (1)$$

и уравнения Пуассона для потенциала ϕ самосогласованного электрического поля E

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

где n_i и n_{ni} есть концентрации положительных и отрицательных ионов, а n_e — концентрация электронов. Потоки J_k заряженных частиц есть

$$K_e [\text{см}^2/\text{В/с}] = 772 \frac{N_0}{N \gamma^{0.225}} = 1296 \frac{N_0}{N (E / N)^{0.225}}, \quad (8)$$

$$D_e = K_e T_e / e, \quad (9)$$

где $k_m(E / N)$ — константы скорости возбуждения и ионизации молекул N_2 . Все эти величины вычислены, как функции E/N , на основе численного решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям [9], а затем аппроксимированы аналитическими зависимостями; $\gamma = E/N/(10^{-16} \text{ Всм}^2)$ — безразмерная величина

приведенного электрического поля E/N , N_0 — плотность газа при нормальных условиях. Подробное описание всех учитываемых процессов и констант их реакций дано в первой части этой работы [7].

В приближении локальной энергии к уравнениям (1)–(5) добавляется уравнение энергии для единицы объема электронного газа [10]

$$\frac{\partial n_e \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \nabla \left(\frac{5}{3} \bar{\varepsilon} J_e - \lambda_e \nabla \bar{\varepsilon} \right) = e J_e E - n_e N \sum_k I_k^* k_k(\bar{\varepsilon}) - n_e W_{el}, \quad (10)$$

$$\lambda_e = \frac{5}{3} D_e n_e, \quad \bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} T_e, \quad (11)$$

где $\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия электрона, а λ_e — коэффициент электронной теплопроводности. Величины k_m , K_e и D_e по-прежнему вычисляются на основе решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям [9], но уже как функции средней энергии электрона $\bar{\varepsilon}$. Для этого вводится величина эффективного безразмерного приведенного поля γ_{eff} , вычисляемая по формулам, обратным формулам (7), и являющаяся функцией T_e , или $\bar{\varepsilon}$, получающегося в результате решения уравнения (10). С введением γ_{eff} вычисление величин k_m , K_e и D_e в численном коде сводится к замене γ на γ_{eff} :

$$\gamma_{eff} = \begin{cases} \left(\frac{T_e - T_a}{0.39} \right)^{1.379}, & \gamma_{eff} \geq 15, \\ \left(\frac{T_e - T_a}{0.15} \right)^{0.926}, & \gamma_{eff} < 15. \end{cases} \quad (12)$$

В правой части уравнения (10) первый член описывает набор энергии электроном в электрическом поле, второй и третий — потери на неупругие и упругие столкновения, соответственно; I_k^* — энергетический порог процесса k , а $k_k(\bar{\varepsilon})$ — константа скорости этого процесса. В условиях, характерных для ПБР приведенных полей, $E/N > 100$ Тд ($1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$) упругие потери $n_e W_{el}$ и потери на возбуждение колебательных состояний пренебрежимо малы, и основными потерями являются потери на ионизацию и возбуждение электронных состояний молекул газа [9].

3. УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

В данной работе мы ориентированы прежде всего на исследование развития ПБР при отрицательной полярности импульса приложенного напряже-

ния. В этом случае у поверхности диэлектрика возникает тонкий слой с очень резкими градиентами электрического поля и концентрации электронов, и толщина этого слоя порядка длины ионизации λ_i в приповерхностном поле E_s [11]

$$\lambda_i \approx K_e E_s / v_i, \quad v_i = N k_i(E_s), \quad (13)$$

где v_i — частота ионизации в приповерхностном слое в поле E_s .

Оценим порядки величин слагаемых уравнения (10) для приповерхностного слоя разряда. Потери в правой части порядка $n_e I_i v_i$. Поскольку толщина приповерхностного слоя порядка λ_i , то

$$\frac{\partial n_e \bar{\varepsilon}}{\partial t} \sim n_e \bar{\varepsilon} \frac{K_e E_s}{\lambda_i} \sim n_e \bar{\varepsilon} v_i \quad (14)$$

и пространственный перенос

$$\nabla \left(\frac{5}{3} \bar{\varepsilon} J_e \right) \sim \frac{5}{3} \bar{\varepsilon} \frac{n_e K_e E_s}{\lambda_i} \sim \bar{\varepsilon} n_e v_i \quad (15)$$

имеет тот же порядок величины.

В характерных для приповерхностного слоя $E/N > 1000$ Тд средняя энергия электрона $\bar{\varepsilon} \approx 15$ эВ [9, 11, 12], приблизительно равна порогу неупругих потерь, в частности ионизации $I_i = 15.6$ эВ. Таким образом, нестационарная и конвективная части уравнения энергии имеют тот же порядок величины, что и потери на неупругие столкновения, т.е. их необходимо учитывать при определении средней энергии электронов.

Обозначим правую часть уравнения (10) как S_ε :

$$S_\varepsilon = e J_e E - n_e N \sum_k I_k^* k_k(\bar{\varepsilon}) - n_e W_{el}. \quad (16)$$

После подстановки в уравнение (10) выражения (3) для потока J_e и (11) для λ_e получим уравнение, в точности совпадающее с уравнением переноса электронов (1), если заменить переменную n_e на $n_e \bar{\varepsilon}$ и ввести множитель $5/3$ в коэффициенты переноса:

$$\frac{\partial n_e \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \nabla J_\varepsilon = S_\varepsilon, \quad (17)$$

$$J_\varepsilon = -\frac{5}{3} n_e \bar{\varepsilon} K_e E - \nabla \left(\frac{5}{3} D_e n_e \bar{\varepsilon} \right). \quad (18)$$

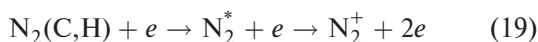
Сделанное преобразование позволяет использовать для решения уравнения энергии ту же, уже отлаженную, численную процедуру, что и для уравнения переноса электронов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Сравнение результатов расчета по LFA и LEA

В качестве тестового варианта рассмотрим развитие ПБР, возбуждаемого ступенчатым импульсом напряжения $V = -8$ кВ в воздухе атмосферного давления. Толщину и диэлектрическую проницаемость диэлектрика примем, как в эксперименте [8] $d = 0.2$ мм, $\epsilon = 5$. Решение задачи получено на переменной сетке с минимальным шагом 3.3×10^{-4} мм вблизи поверхности диэлектрика и 0.01 мм в дальней от электрода и поверхности расчетной области.

В работах [6, 7] было показано, что и при положительной, и при отрицательной полярности импульса напряжения основной вклад в процесс резкого увеличения n_e в приповерхностном слое плазмы ПБР-разряда вносит процесс ступенчатой ионизации из возбужденных состояний молекулы N_2 . Этот процесс идет через С и Н состояния для триплетных и синглетных термов, соответственно

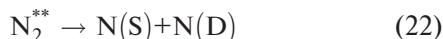


с константами скорости [7, 13]

$$k_{st_C} = 0.4 \times 10^{-8} \left(\frac{13.6}{T_e(\text{эВ})} \right)^3 \exp(-4.55 / T_e(\text{эВ})), \quad (20)$$

$$k_{st_H} = 0.9 \times 10^{-8} \left(\frac{13.6}{T_e(\text{эВ})} \right)^3 \exp(-2.58 / T_e(\text{эВ})). \quad (21)$$

Основную конкуренцию этому процессу оказывает процесс преддиссоциации высоковозбужденных (с энергией больше 12.25 эВ) молекул N_2



с частотой порядка $\nu_{dis} \approx 1 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ [14, 15].

Приведенные значения констант скорости ступенчатой ионизации (20) и (21) являются верхним пределом их возможных значений, соответствующим водородоподобным высоковозбужденным состояниям. Экспериментальные данные показывают [13], что в зависимости от величины T_e и сорта атома снижение этой величины может достигать порядка величины. Для молекул таких данных нет, но разумно ожидать, что неопределенность этой константы будет еще выше из-за более сложной структуры термов и переходов между ними.

Как и в работах [6, 7], здесь мы принимаем эти максимальные значения констант, чтобы выявить максимально возможный эффект от влияния сту-

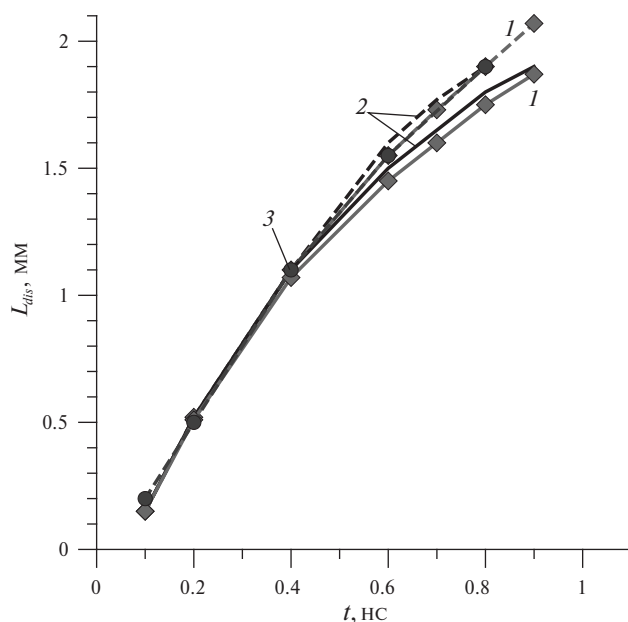


Рис. 2. Длина зоны разряда в зависимости от времени в LFA (1) и LEA (2) приближениях, $\nu_{dis} = 0.5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$; сплошные кривые — без учета ступенчатой ионизации, штриховая — со ступенчатой ионизацией; 3 — LEA с $\nu_{dis} = 1 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$; воздух, $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$.

пенчатой ионизации. Но ввиду большой неопределенности константы скорости этого процесса в качестве противоположного предела рассматривается также вариант без учета ступенчатой ионизации, т.е. с $k_{st_C} = k_{st_H} = 0$, при этом относительно достоверно описанные процессы прямой ионизации С и Н состояний по-прежнему учитываются [7].

С целью усиления роли ступенчатой ионизации все расчеты, если это не оговорено отдельно, выполнены с заниженным значением частоты пре-диссоциации (22) $\nu_{dis} = 0.5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$, константы всех остальных процессов приняты такими же, как в первой части этой работы [7].

4.1.1. Результаты расчета без учета ступенчатой ионизации. Первая серия расчетов выполнена без учета ступенчатой ионизации, с $k_{st_C} = k_{st_H} = 0$. Полученные результаты по зависимости длины зоны разряда от времени представлены на рис. 2 сплошными кривыми для LFA — 1 и LEA — 2 и демонстрируют практически полное совпадение; кривые LFA помечены еще и символами-ромбами.

На рис. 3 показан общий вид пространственного распределения концентрации электронов n_e в момент $t = 0.6$ нс. Вид распределения идентичный, максимальное значение n_e одинаково, но в LEA приближении выше концентрация электронов над электродом.

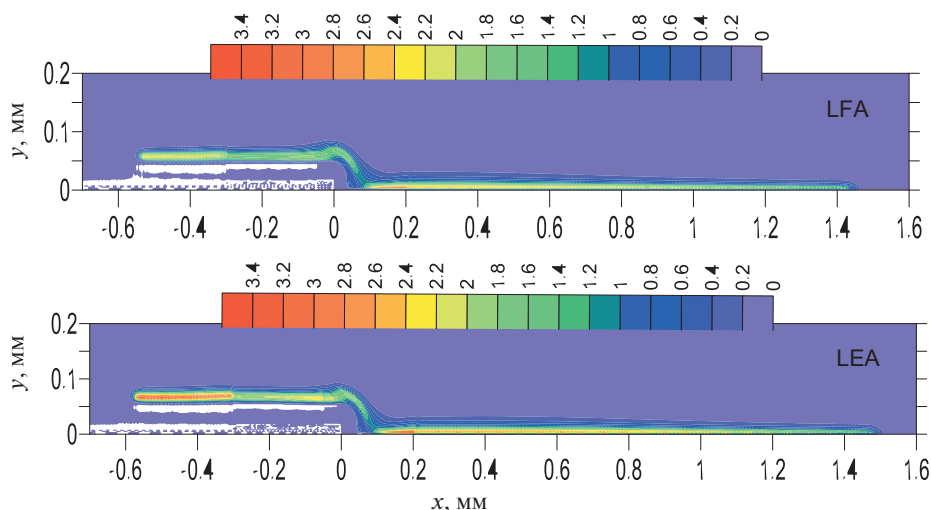


Рис. 3. Распределение концентрации электронов в ед. 10^{15} см^{-3} в момент $t = 0.6 \text{ нс}$ в LFA и LEA приближениях; воздух, $V = -8 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 1$.

Пространственные распределения приведенного электрического поля E/N и концентрации электронов вблизи катода представлены на рис. 4 и 5 соответственно, а пространственное распределение поля в фронтальной части разряда на рис. 6. В них также нет существенных изменений при переходе от LFA к LEA приближению.

Для фронта разряда с относительно невысокими градиентами n_e , это не удивительно. Различие проявляется только в небольшом смещении распределения по x из-за чуть большей скорости разряда в LEA-приближении. Максимальное E/N на фронте около 800 Тд, присутствующие в палитре значения в 2 000 Тд относятся к тонкому припо-

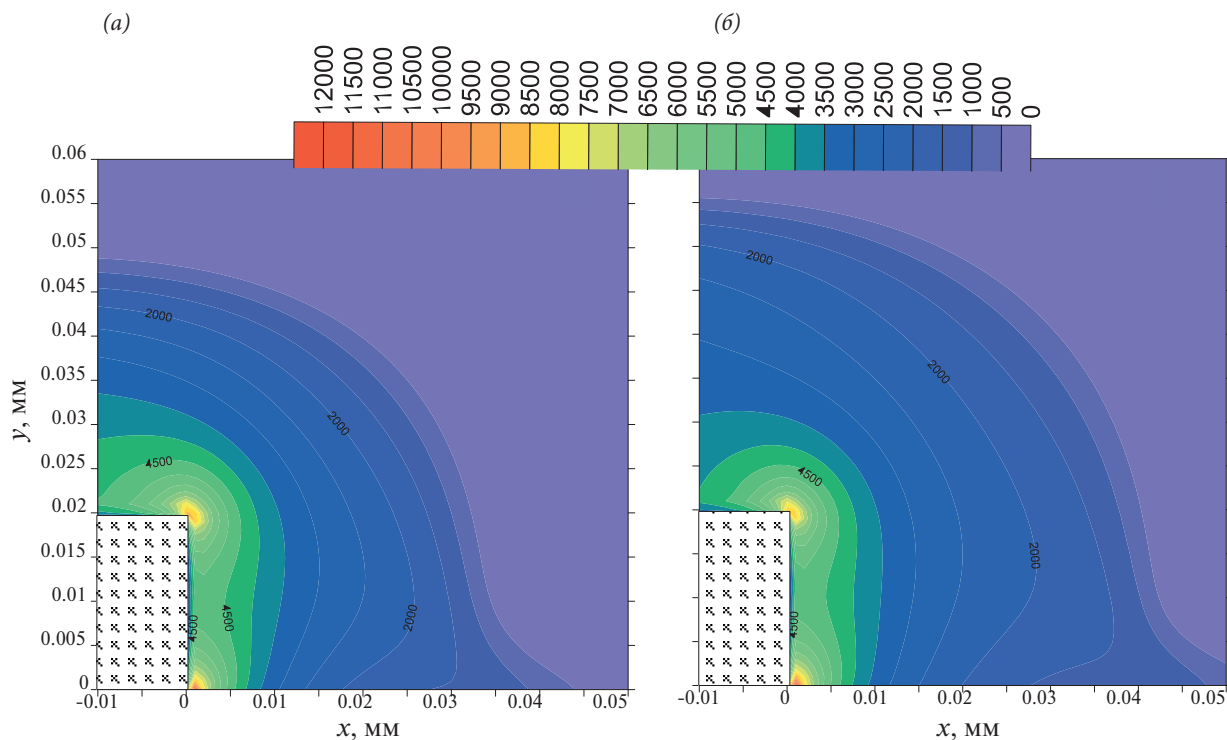


Рис. 4. Распределение приведенного электрического поля E/N (Тд) вблизи катода в момент $t = 0.6 \text{ нс}$ в LFA (a) и LEA (б) приближениях; воздух, $V = -8 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 1$.

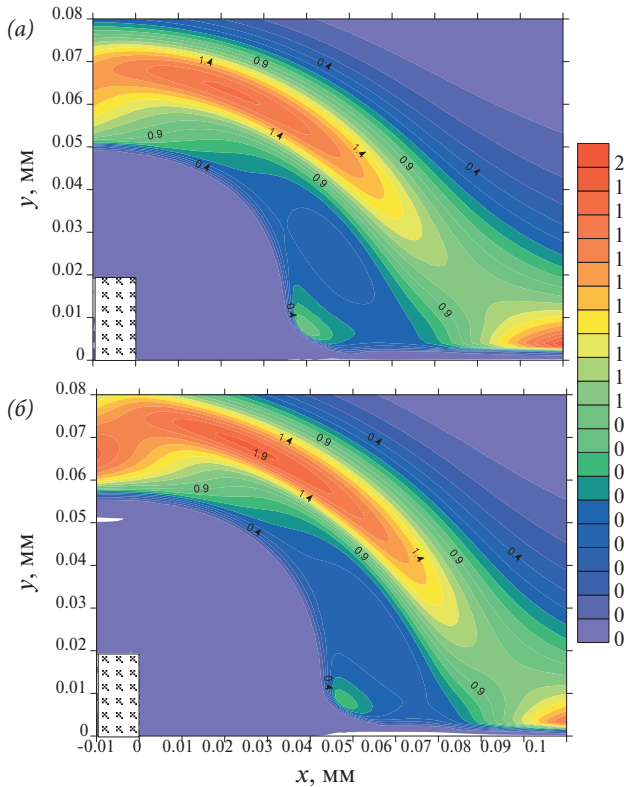


Рис. 5. Распределение концентрации электронов вблизи катода в момент $t = 0.6$ нс в LFA (a) и LEA (б) приближениях; воздух, $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$.

верхностному слою, не разрешенному в приведенном масштабе.

При описании катодного слоя, казалось бы, LEA должно было бы дать существенно отличный результат, но на общей картине катодного слоя на рис. 4 и 5 это различие заметно слабо: происходит небольшое размытие, утолщение катодного слоя при сохранении неизменной величины максимального поля и характера пространственного распределения.

Существенное изменение параметров разряда происходит, как и ожидалось, в приповерхностном слое. На рис. 7 представлены профили приведенного электрического поля E/N и концентрации электронов в сечении разряда $x = 0.135$ мм в момент $t = 0.6$ нс в LFA (1) и LEA (2) приближениях. Учет пространственного переноса энергии электронов приводит к снижению толщины приповерхностного слоя, приблизительно, в 1.5 раза, и заметному изменению n_e и E/N вблизи поверхности.

Результаты расчета с учетом ступенчатой ионизации. В тестовом варианте $V = -8$ кВ и $N/N_0 = 1$ (давление 1 атм) учет ступенчатой ионизации с константой скорости, соответствующей ее верхнему пределу (20), (21) слабо влияет на результаты расчета длины разряда. На рис. 2 штриховыми кривыми представлены зависимости длины разряда от времени в LFA 1 и LEA 2 приближениях, эти кривые лежат чуть выше

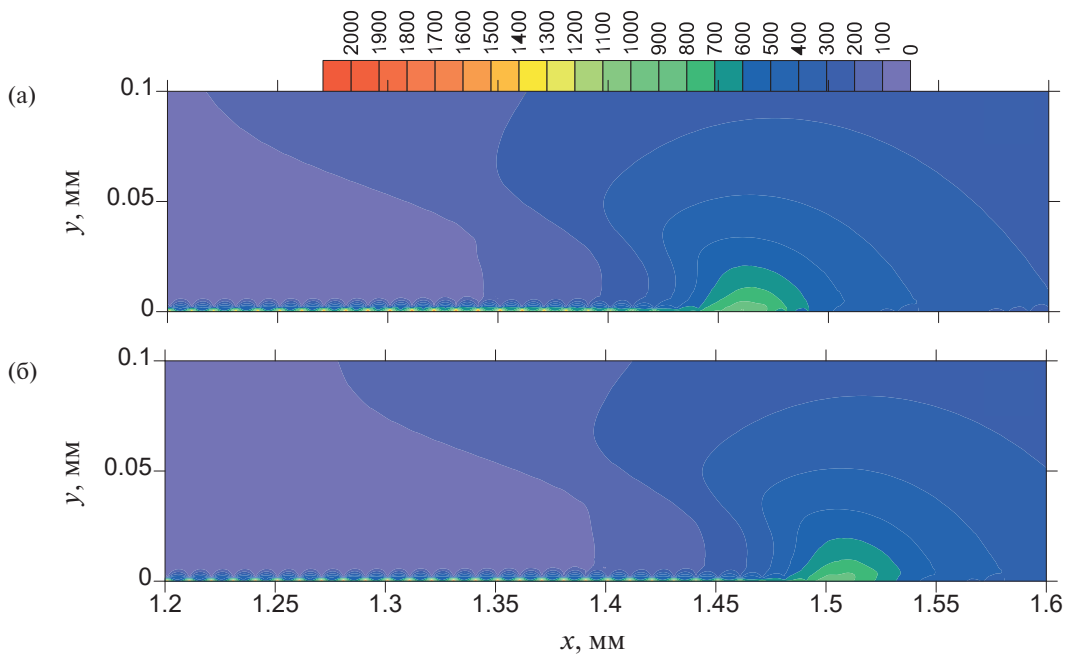


Рис. 6. Распределение приведенного электрического поля E/N (Тд) в области фронта разряда в момент $t = 0.6$ нс в LFA (a) и LEA (б) приближениях; воздух, $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$.

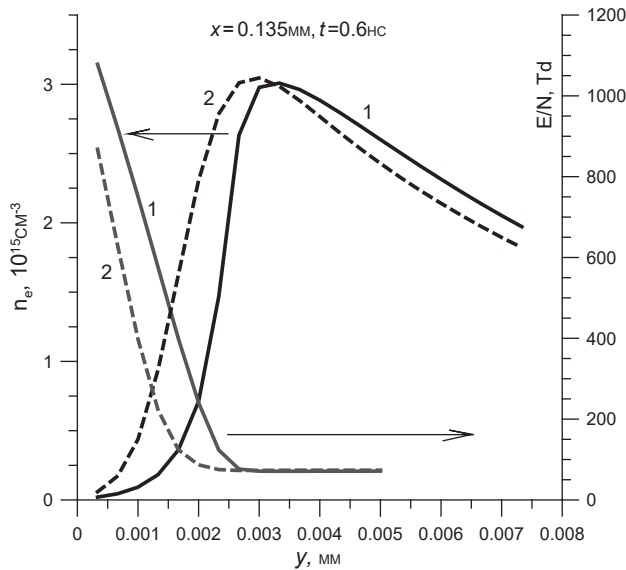


Рис. 7. Профили приведенного электрического поля E/N и концентрации электронов в сечении разряда $x = 0.135$ мм в момент $t = 0.6$ нс в LFA (1) и LEA (2) приближениях; воздух, $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$.

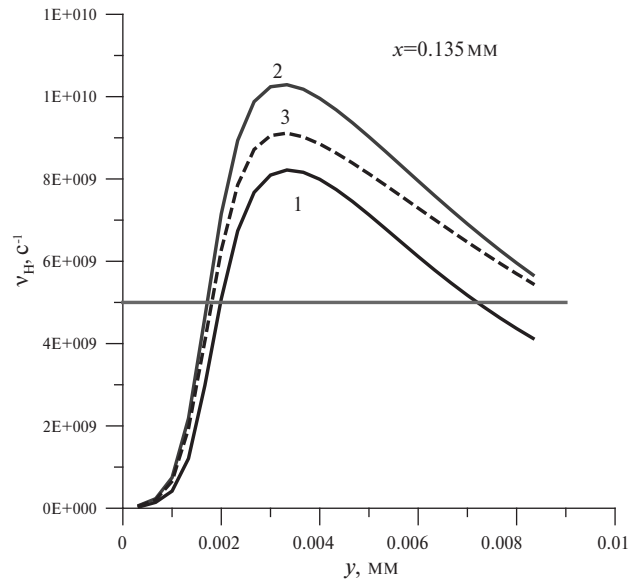


Рис. 9. Профили частоты ионизации Н-состояния молекулы N_2 в сечении разряда $x = 0.135$ мм в моменты 0.2 (1), 0.4 (2) и 0.6 нс (3); воздух, $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$.

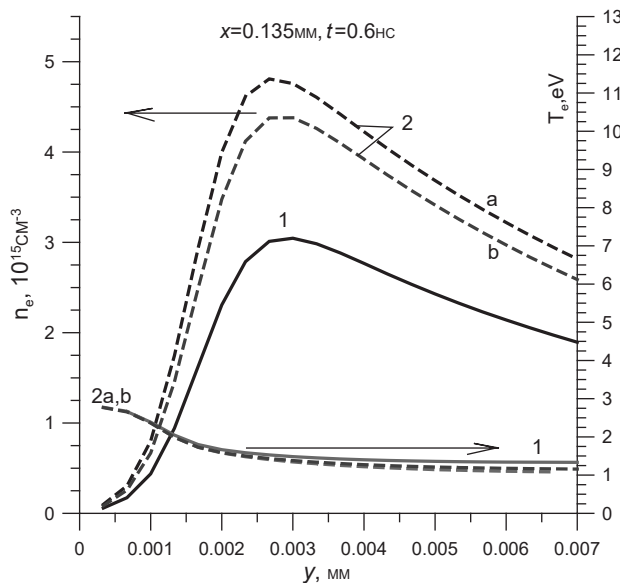


Рис. 8. Профили n_e и T_e в сечении разряда $x = 0.135$ мм в момент $t = 0.6$ нс без учета (1) и с учетом (2) ступенчатой ионизации; $\nu_{dis} = 0.5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (а), $\nu_{dis} = 1 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ (б); воздух, $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$.

кривых, полученных без учета ступенчатой ионизации, несмотря на то что концентрация электронов в канале увеличилась.

На рис. 8 представлены профили n_e и T_e в сечении разряда $x = 0.135$ мм в момент $t = 0.6$ нс в случае пренебрежения ступенчатой ионизацией 1 и ее учета 2. С учетом ступенчатой ионизации концентрация

электронов увеличилась по всему сечению разряда, приблизительно в 1.5 раза, а температура электронов осталась практически неизменной.

Причину такого влияния ступенчатой ионизации поясняет рис. 9, на котором представлены профили частоты ионизации $\nu_H = k_{st-H} n_e$ Н-состояния молекулы N_2 в сечении разряда $x = 0.135$ мм в различные моменты, а горизонтальная прямая отмечает значение частоты преддиссоциации (22) высоковозбужденных состояний ν_{dis} .

Поскольку $\nu_H > \nu_{dis}$, ступенчатая ионизация дает заметный дополнительный вклад в рост n_e . Однако при $V = -8$ кВ и $N/N_0 = 1$ этот вклад еще не столь велик, чтобы изменить общий характер развития разряда, что проявляется в близости кривых зависимости длины разряда от времени на рис. 2. Рост величины ν_{dis} в 2 раза с 0.5×10^{10} до $1 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ведет к небольшому снижению n_e (кривые 2а и 2б на рис. 8) и практически не сказывается на зависимости длины разряда от времени (кривая 3 на рис. 2).

“Устойчивость” длины разряда к описанным изменениям параметров канала разряда связана с тем, что она определяется, прежде всего, величиной поля в LFA и величиной T_e в LEA в области фронта разряда, где процессы ионизации возбужденных состояний не существенны. Но это справедливо, как будет показано ниже, только при относительно невысоких напряжениях импульса и умеренных давлениях газа.

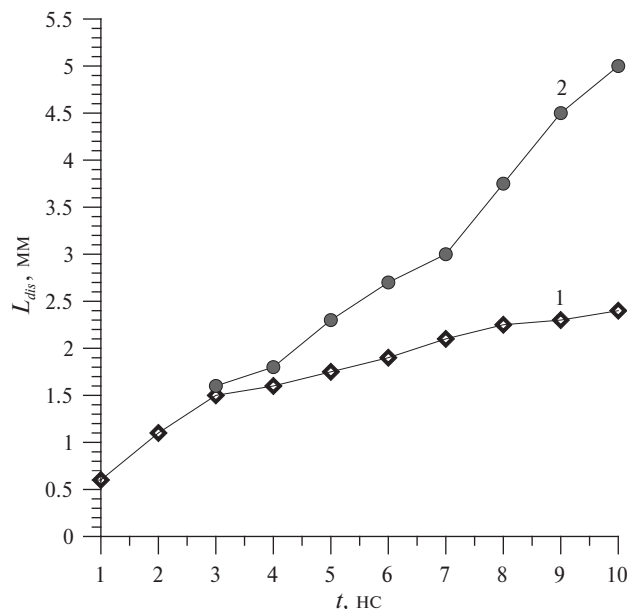


Рис. 10. Зависимость длины разряда от времени в эксперименте [5]; 1 – стримерный режим, 2 – стримерный режим с переходом в филаментарный при $t = 3$ нс; N_2 , импульс с передним фронтом 2.5 нс, $V = -25$ кВ, $N/N_0 = 6$.

4.2. Результаты расчета для N_2 при повышенных напряжениях и давлении

Следующая серия расчетов уже только в LEA приближении была выполнена для условий экспериментов [1, 5], в которых был обнаружен и исследовался процесс филаментации разряда, в частности в азоте. Рассматривались амплитуды ступенчатого импульса напряжения отрицательной полярности $-15, -25$ и -40 кВ, давление N_2 равнялось 6 атм ($N/N_0 = 6$), толщина диэлектрика $d = 0.3$ мм, а его диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 3$. Набор констант скоростей реакций тот же, что и для выше рассмотренного случая $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$: $v_{dis} = 0.5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$, ступенчатая ионизация учитывается с константами (20), (21).

На рисунке 10 воспроизведена полученная в эксперименте [5] зависимость длины разряда в N_2 от времени при $N/N_0 = 6$ в случае, когда возникал эффект филаментации за счет дополнительного обострения поля на кромке электрода острым выступом. Передний фронт импульса напряжения составлял 2.5 нс, амплитуда импульса $V = -25$ кВ. Без обострения поля аналогичный эффект получался при $V = -32$ кВ.

В “нормальной” стримерной фазе скорость развития разряда непрерывно падает со временем (кривая 1), а в случае перехода в филаментарный режим

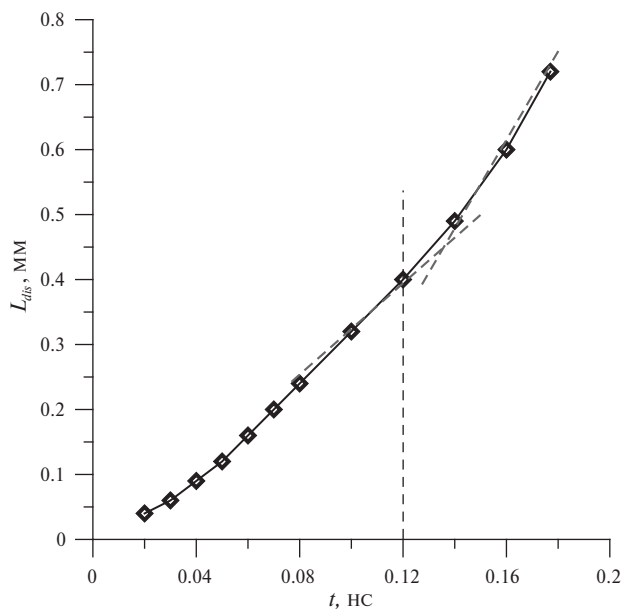


Рис. 11. Зависимость длины разряда от времени; N_2 , ступенчатый импульс $V = -15$ кВ, $N/N_0 = 6$.

первоначальное снижение скорости на стримерной фазе сменяется ее ростом после стример-филаментарного перехода (кривая 2).

На рис. 11 представлены результаты модельного расчета развития разряда в N_2 при $N/N_0 = 6$ в случае ступенчатого импульса напряжения $V = -15$ кВ. Характер зависимости длины разряда от времени подобен наблюдаемому в эксперименте [5] в случае филаментации (кривая 2 на рис. 10) и отличается от ранее полученного при $V = -8$ кВ, $N/N_0 = 1$ (рис. 2) возникновением участка роста скорости развития разряда ($t > 0.12$ нс на рис. 11) после ее стабилизации.

Изменение структуры разряда вблизи электрода в ходе смены режима развития разряда иллюстрируется рис. 12 на примере пространственного распределения n_e . В момент $t = 0.1$ нс (рис. 12а) разряд еще имеет привычный катодный слой, в котором вблизи электрода концентрация электронов близка к нулю, как на рис. 4, 5 для $V = -15$ кВ, $N/N_0 = 1$. Далее, при $t = 0.12$ нс, приповерхностный слой плазмы с выросшей плотностью продвигается к электроду, и при $t = 0.14$ нс в итоге образуется приповерхностный слой плазмы высокой проводимости контактирующий с электродом.

Пространственные распределения приведенного поля E/N вблизи электрода, соответствующие этим фазам трансформации разряда, показаны на рис. 13, а общий вид разряда в моменты 0.06 и 0.12 нс — на рис. 14. На рис. 15 представлены расчетные профили

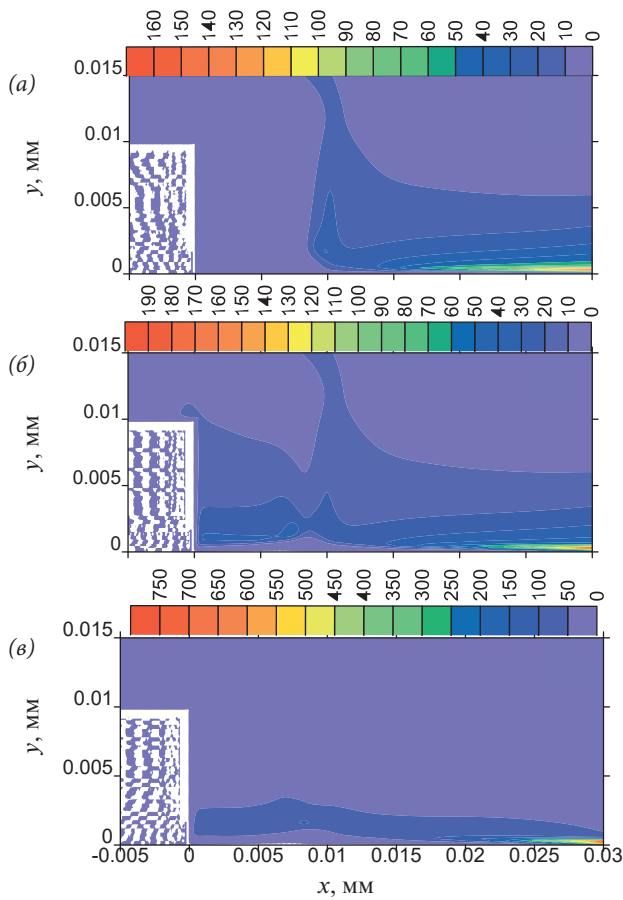


Рис. 12. Пространственные распределения n_e в ед. 10^{15} см^{-3} вблизи электрода в моменты времени 0.1 (а), 0.12 (б) 0.14 нс (в); N_2 , ступенчатый импульс $V = -5 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 6$.

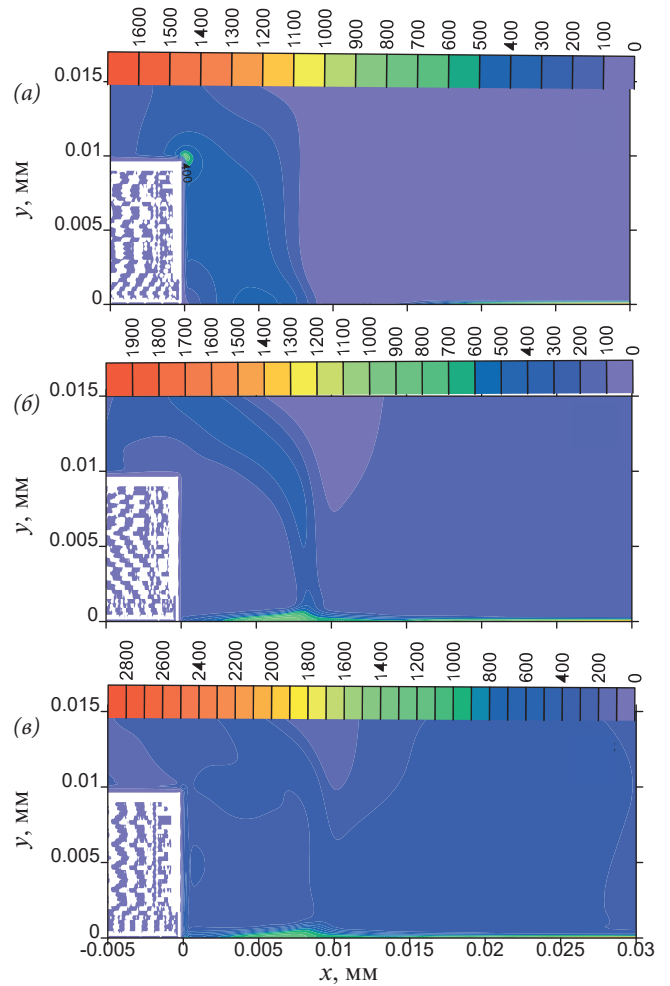


Рис. 13. Пространственные распределения E/N (Тд) вблизи электрода в моменты 0.1 (а), 0.12 (б) 0.14 нс (в); N_2 , ступенчатый импульс $V = -15 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 6$.

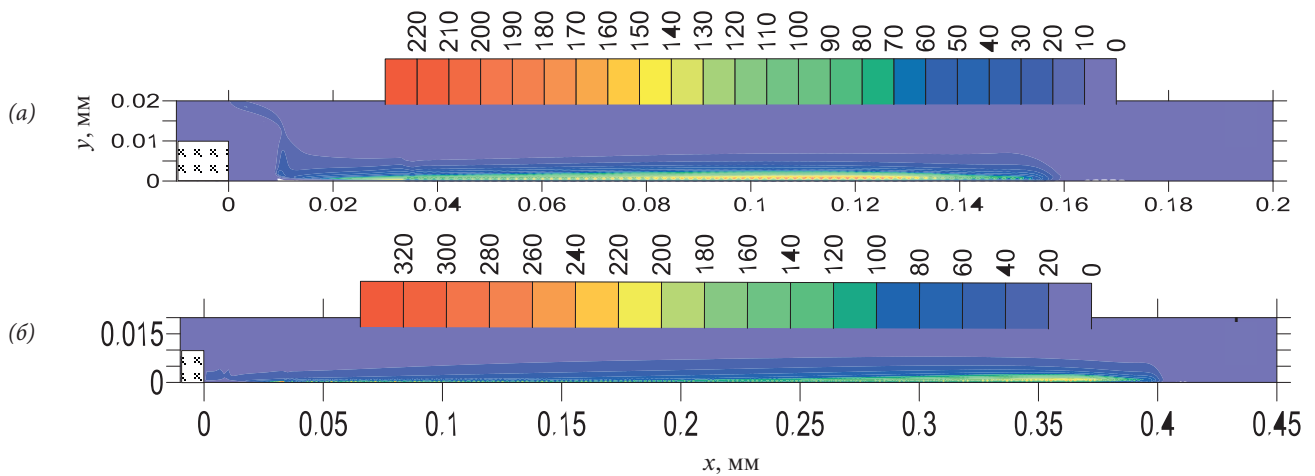


Рис. 14. Пространственные распределения n_e в ед. 10^{15} см^{-3} в моменты 0.06 (а) и 0.12 нс (б); N_2 , ступенчатый импульс $V = -15 \text{ кВ}$, $N/N_0 = 6$.

n_e и E/N в сечении разряда $x = 0.05$ мм в различные моменты времени, демонстрирующие рост n_e и E/N в приповерхностном слое.

Полученные результаты похожи на те, что были получены в приближении локального поля LFA в первой части этой работы [7], но теперь развитие приповерхностного слоя не останавливает продвижение разряда, а ускоряет его, как наблюдается в эксперименте. То есть использование LEA вместо LFA из-за учета пространственного переноса энергии электронов делает расчет более точным и устраняет численную неустойчивость в развитии приповерхностного слоя, приводящую к неадекватному физическому результату.

В нашем модельном расчете эффект, подобный наблюдаемому в эксперименте эффекту филаментации, получился при напряжении -15 кВ, заметно меньшем, чем в эксперименте. Причина этого скорее всего в том, что использовалось завышенное значение константы скорости ступенчатой ионизации. Чем больше амплитуда напряжения импульса и давление газа, тем выше n_e в канале разряда и тем выше отношение v_H/v_{dis} , открывающее канал ступенчатой ионизации и путь к формированию приповерхностного слоя с нарастающей во времени n_e . Снижение величин k_{st-H} и k_{st-C} , что, как отмечалось ранее, вполне оправдано, должно понизить величину v_H/v_{dis} и увеличить величину амплитуды напряжения, при которой начнет развиваться исследуемый процесс.

На рис. 11–15 показаны результаты расчета для $V = -15$ кВ. Аналогичные расчеты были поставле-

ны для $V = -25$ и -40 кВ. Оказалось, что с ростом напряжения и с соответствующим ему ростом n_e расчетный шаг по времени в LEA приближении резко, на 2–3 порядка, сокращается, в итоге, за разумное время удалось получить только результаты для $V = -15$ кВ. Проблема ускорения счета, решенная в LFA приближении [7] даже для высоких напряжений за счет применения переменной сетки в LEA возникла вновь и потребует отдельного рассмотрения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Путем численного моделирования развития приповерхностного барьерного разряда, возбуждаемого ступенчатым импульсом напряжения отрицательной полярности $V = -8$ кВ в атмосферном воздухе, проанализировано влияние учета пространственного переноса энергии электронов на результаты моделирования. Для этой цели в 2D дрейфово-диффузионную модель развития разряда было включено решение уравнения для энергии электронов, и константы всех неупругих процессов вычислялись не как функции локального электрического поля, а как функции локальной энергии электронов.

Показано, что при атмосферном давлении и напряжении $V = -8$ кВ по динамике развития разряда в целом приближение локальной энергии дает результаты, близкие результатам приближения локального поля. Это относится и к структуре катодного слоя, и к распределению поля на фронте разряда, и к скорости развития разряда.

Существенное отличие от результатов приближения локального поля наблюдается в параметрах приповерхностного слоя разряда. Учет пространственного переноса энергии электронов приводит к сужению толщины этого слоя и повышению плотности электронов у поверхности. Эта поправка становится более значимой при более высоких напряжениях и плотностях газа и в расчете для азота при $V = -15$ кВ, $N/N_0 = 6$ позволила смоделировать похожий на наблюдаемый в эксперименте эффект филаментации разряда отрицательной полярности.

Переход от приближения локального поля к приближению локальной энергии из-за учета пространственного переноса энергии электронов сделал расчет более точным и устранил численную неустойчивость в развитии приповерхностного слоя, приводившую в приближении локального поля к неадекватному физическому результату.

Полученные результаты пока следует рассматривать как предварительное подтверждение механизма

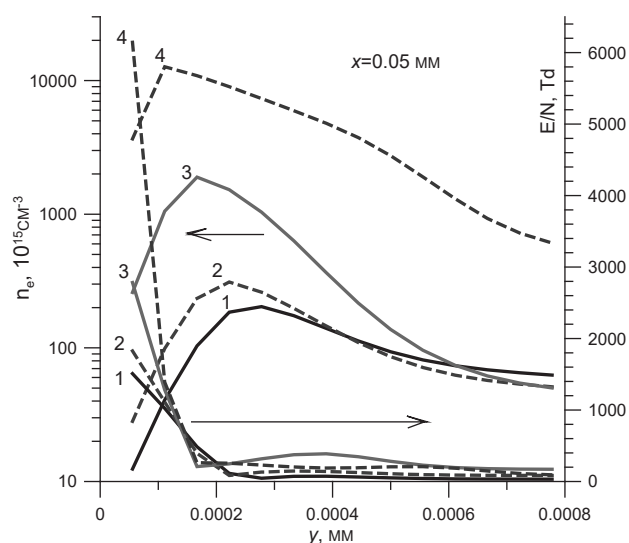


Рис. 15. Профили n_e и E/N в сечении разряда $x = 0.05$ мм в моменты $t = 0.1$ (1), 0.12 (2), 0.14 (3), и 0.16 нс (4); N_2 , ступенчатый импульс $V = -15$ кВ, $N/N_0 = 6$.

развития похожего на филаментацию процесса через дополнительную ступенчатую ионизацию высоко-возбужденных молекул азота. Более определенные выводы можно будет сделать только после того, как будет подобрана такая величина константы скорости ступенчатой ионизации, при которой удастся промоделировать наблюдаемые в эксперименте кривые стример-филаментарного перехода в плоскости напряжение-давление газа для обеих полярностей импульса напряжения как для азота, так и для воздуха. Подборка величины константы скорости ступенчатой ионизации необходима, поскольку нет результатов расчета или измерения этой величины для молекулярных газов вообще и для азота, в частности.

Параметрические расчеты потребуют дополнительной модификации используемого численного алгоритма с целью дальнейшего сокращения времени счета, поскольку в приближении локальной энергии шаг по времени резко сократился, и уже сделанный переход на переменную сетку оказался не достаточным для моделирования развития разряда на временах, реализуемых в экспериментах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ И БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана грантом Российским научным фондом № 22—29—00084. Авторы выражают благодарность И. В. Кочетову за предоставленные данные о константах скоростей реакций и распределении по процессам потерь энергии электрона, полученные решением уравнения Больцмана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stepanyan S.A., Starikovskiy A. Yu., Popov N.A., Starikovskaia S. M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. P. 045003.
2. *Shcherbanev S.A., Ding Ch., Starikovskaia S. M., Popov N.A.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 065013
3. *Ding Ch., Khomenko A. Yu., Shcherbanev S.A., Starikovskaia S. M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. P. 085005
4. *Shcherbanev S.A., Popov N.A., Starikovskaia S. M.* // Combustion and Flame. 2017. V. 176. P. 272.
5. *Ding Ch, Jean A, Popov N. A., Starikovskaia S. M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. P. 045013.
6. *Соловьев В.Р.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 552.
7. *Соловьев В.Р., Лисицын Д. А., Караваева Н. И.* // Физика плазмы. 2023. Т. 50. С. 122.
8. *Soloviev V.R., Anokhin E. M., Aleksandrov N. L.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. P. 035006.
9. *Дятко Н.А., Кочетов И. В., Напартович А. П.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 888.
10. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966. С. 394.
11. *Soloviev V.R.* // J. Phys.: Confer. Ser. 2020. V. 1698. P. 012026.
12. *Soloviev V. R., Krivtsov V.M.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 114001.
13. *Смирнов Б. М.* Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974. С. 264, 271.
14. *Полак Л.С., Словецкий Д. И., Соколов А. С.* // Химия высоких энергий. 1972. Т. 6. № 5. С. 396.
15. *Попов Н. А.* Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 483.

Filament Formation Mechanism for a Nanosecond Surface Barrier Discharge. Part 2. The Local-Energy Approximation

© 2024 V. R. Soloviev^{a,*}, D. A. Lisitsyn^a, and N. I. Karavaeva^a

^a*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Dolgoprudny, Moscow oblast, 141700 Russia*

** e-mail: vic__sol@mail.ru*

The development of a surface barrier discharge driven by a negative steplike voltage pulse with an amplitude of $V = -8$ kV in air at the atmospheric pressure and a pulse with an amplitude of $V = -15$ kV in nitrogen at a pressure of 6 atm is simulated numerically. Calculations for $V = -8$ kV were carried out using the local-electric-field and the local-electron-energy approximations. It is demonstrated that both approximations yield similar results on the dynamics of discharge development as a whole, the cathode-layer structure, and the field distribution at the front of the discharge. Substantial differences are observed in parameters of the discharge layer adjacent to the dielectric surface, which allowed to simulate an effect similar to filamentation of the discharge in nitrogen at a pressure of 6 atm and voltage of $V = -15$ kV in the local-energy approximation.