

УДК 533.9

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА, ИНИЦИИРОВАННОГО МОЩНЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ВОЗДУХЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В ДОПРОБОЙНЫХ ПОЛЯХ

© 2024 г. Н. А. Попов^{a,*}, Н. А. Богатов^b, А. Н. Бочаров^c, Е. А. Мареев^b

^a Московский государственный университет им М.В. Ломоносова,

НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

^b Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

^c Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: NPopov@mics.msu.su

Поступила в редакцию 13.10.2023 г.

После доработки 10.11.2023 г.

Принята к публикации 11.11.2023 г.

Проведено численное моделирование динамики разряда, инициированного мощным фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе, атмосферного давления в допробойных полях. Расчеты проводились в рамках 1D-осесимметричной модели, описывающей эволюцию радиальных профилей основных параметров исследуемого разряда. Модель включает в себя систему реакций, определяющих нагрев газа, и подробное описание кинетических процессов в данном разряде, а также систему газодинамических уравнений для описания расширения нагретого канала. Результаты расчетов времени пробоя разрядного промежутка согласуются с данными измерений во всем исследованном диапазоне напряженностей электрического поля, $E = 9\text{--}17$ кВ/см. Показано, что одним из ключевых факторов, определяющих эволюцию параметров данного разряда, является темп нагрева газа.

Ключевые слова: электрический разряд, лазерный импульс, атмосферное давление, пробой

DOI: 10.31857/S0367292124010105 EDN: SJHOWD

ВВЕДЕНИЕ

Исследования электрических разрядов, инициированных филаментированным лазерным импульсом в воздухе, начались в 1995 г. [1], сразу вслед за открытием эффекта филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов [2]. С самого начала этих исследований главным стимулом была идея использования лазерного плазменного филамента для управления молниевыми разрядами [1].

Сама идея управления лазером искровыми, в том числе молниевыми, разрядами возникла в конце 1960-х гг., когда появились мощные наносекундные лазеры, способные создавать протяженные, многометровые, оптические разряды. Возможность направления лабораторных длинных искровых разрядов в атмосфере каналами оптических разрядов была убедительно продемонстрирована экспериментально [3–12].

В то же время эффект инициирования разряда в постоянном поле, то есть снижения порогового напряжения или поля, с помощью лазерных искр в длинных, более метра, промежутках практически отсутствовал.

Причина низкой эффективности инициирования разрядов в воздухе оптическими искрами заключается в том, что плазменный канал оптической искры не является непрерывным, а представляет собой цепочку плазмоедов, разделенных воздушными зазорами. Поляризация такого канала в постоянном электрическом поле не может обеспечить усиления поля на концах канала, достаточного для заметного снижения порога развития разряда.

Плазменный канал мощного фемтосекундного лазера непрерывен и больше подходит для иницииции разряда в постоянном поле. Поэтому в последнее время основные усилия исследователей, имеющих перспективной целью создание метода лазерной молниезащиты, сосредоточены на изучении инициирования разряда в постоянном поле филаментированными лазерными импульсами.

Плазменный канал, созданный мощным филаментированным лазерным импульсом, представляет собой очень интересный физический объект в силу особенностей его начальных параметров, которые существенно отличают его от плазмы других атмосферных разрядов. Плазма в филаментированном лазерном импульсе, получающемся в результате са-

мофокусировки в воздухе лазерного излучения большой мощности, появляется в итоге многофотонной и туннельной ионизации, в отличие от лавинной ионизации электронным ударом или термической ионизации в других атмосферных разрядах. Большая часть энергии лазерного импульса, поглощенной в атмосфере, идет на ионизацию газа, и лишь очень небольшая ее часть расходуется на возбуждение и нагрев газа, что опять-таки совершенно не типично для других атмосферных разрядов.

В результате лазерный импульс создает плазменный канал с очень высокой, порядка 10^{17} см^{-3} , концентрацией электронов и почти полным отсутствием нагрева и возбуждения газа (что крайне редко встречается в других неравновесных разрядах атмосферного давления). Такие необычные характеристики плазмы лазерного филамента приводят к тому, что на стадии распада этой плазмы в присутствии постоянного электрического поля важную роль могут играть те плазмохимические процессы, которые в традиционных атмосферных разрядах существенной роли не играют.

В работах [13, 14] приведены данные измерений и численного моделирования динамики плотности электронов в лазерном филаменте в первые несколько наносекунд после его образования. В зависимости от энергии лазерного импульса максимальная плотность электронов N_e^{max} достигала $(0.5 - 1.1) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а характерные значения радиуса плазменного канала $R_c = 50 - 60 \text{ мкм}$.

Основная часть опубликованных в научной литературе лабораторных экспериментов посвящена распространению высоковольтных разрядов вдоль плазменного канала, созданного лазерным импульсом [15–30]. Процесс же генерация протяженного самоподдерживающегося (а значит, долго живущего) разрядного канала, инициированного мощным фемтосекундным лазерным импульсом, изучен существенно менее полно.

Измерения динамики разрежения газа в канале фемтосекундного лазерного импульса представлены в работах [31–35]. Было показано, что степень разрежения соответствует быстрому нагреву газа примерно на $\Delta T = 100 \text{ К}$. Характерные времена выравнивания давления газа в канале составили несколько сотен наносекунд при радиусе канала $50 - 60 \text{ мкм}$.

В работе [36] проведены экспериментальные исследования динамики разряда, инициированного мощным фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе атмосферного давления в постоянном электрическом поле. Измерено время пробоя τ_{br} (время задержки резкого нарастания тока в разрядной цепи

относительно лазерного импульса) в зависимости от напряженности электрического поля. Было показано, что с уменьшением поля E с 17 до 9 кВ/см время τ_{br} увеличивается с 0.1 до 10 мкс. Проведено сравнение измеренной зависимости $\tau_{br}(E)$ с расчетными данными полученными в работах [37, 38], и отмечена необходимость совершенствования теоретических моделей для более точного описания динамики развития инициированного разряда.

Численное моделирование разряда в постоянном однородном электрическом поле в плазменном канале, созданном филаментированным лазерным импульсом, проводилось в работах [37, 38]. В обоих случаях получена резкая зависимость времени пробоя разрядного промежутка (времени от момента создания плазменного канала до образования горячего разреженного канала с высоким значением E/N) от напряженности постоянного электрического поля. Однако количественное расхождение результатов расчетов с данными эксперимента [36] было существенным, более порядка величины.

В частности, в работе [38] расчетные времена пробоя разрядного промежутка при $E = 10 \text{ кВ/см}$ и $N_e^0 = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ составили $\sim 25 \text{ нс}$, что существенно меньше экспериментальных значений [36] ($\tau_{br} \sim 1 \text{ мкс}$ при $E = 10 \text{ кВ/см}$) и даже характерных газодинамических времен, которые в данном случае составляют $60 - 100 \text{ нс}$.

Целью данной работы является разработка 1D-осесимметричной численной модели разряда в плазменном канале, созданном мощным фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе атмосферного давления при постоянном электрическом поле. Модель включает достаточно полную систему реакций с участием заряженных частиц (в частности, реакции образования и разрушения отрицательных ионов, систему ионно-молекулярных реакций и реакций ион-ионной рекомбинации) с учетом зависимостей скоростей этих процессов от температуры ионов, реакции наработки и гибели электронно-возбужденных атомов и молекул, тепловыделение в реакциях тушения электронно-возбужденных атомов и молекул азота и кислорода, тепловыделение в реакциях VT-релаксации и VV-обмена, а также систему газодинамических уравнений для описания разрежения горячего газового канала.

Расчеты проводились для условий, соответствующих экспериментам [36], результаты сравнивались с данными измерений по таким важным параметрам, как зависимость времени пробоя разрядного промежутка от напряженности электрического поля.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Задача описания эволюции параметров одиночного плазменного канала рассматривалась в одномерной осесимметричной постановке. В начальный момент задавались концентрация заряженных частиц и радиус канала R_0 .

Начальное распределение плотности заряженных частиц предполагалось следующим:

$$N_e(r) = N_e^0 \exp \left[- \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right], \quad (1)$$

здесь $R_0 = 50$ мкм – величина начального радиуса канала, N_e^0 полагалась равной измеренному значению, $\approx 10^{17}$ см $^{-3}$ [13, 14]. Напряженность электрического поля предполагалась постоянной во времени и равной измеренному значению. Изменение величины приведенного электрического поля E/N (при заданном значении поля) определялось изменением плотности газа, связанным с газодинамическим разрежением канала по мере его нагрева.

Для моделирования радиального расширения горячего канала использовалась система одномерных нестационарных уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u r}{\partial r} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u^2 r}{\partial r} + \frac{\partial P}{\partial r} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho E_g}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u r (E_g + P)}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \lambda \frac{\partial T}{\partial r}) + W_T, \quad (4)$$

где ρ , u , P – значения плотности, скорости и давления газа, $E_g = \varepsilon + u^2/2$, ε – внутренняя энергия единицы массы газа.

Зависимость $\varepsilon = \varepsilon(P, T)$ определяется уравнением состояния данного газа. Для воздуха в широком диапазоне параметров $\varepsilon = P/\rho(\gamma - 1)$, где $\gamma = C_p/C_v$ – эффективный показатель адиабаты. Первое слагаемое в правой части уравнения (4) описывает изменение внутренней энергии газа за счет теплопроводности.

Граничные условия на оси горячего канала для уравнений (2–4) выбирались исходя из предположения об осевой симметрии, а на внешней границе расчетной области ($r = R$) параметры газа предполагались невозмущенными:

$$\left. \frac{\partial N}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad N|_{r=R} = N_0, \quad T|_{r=R} = T_0.$$

Система уравнений (2–4) решалась численно на равномерной по r сетке с использованием модифи-

цированного метода Мак-Кормака второго порядка точности по пространству и времени.

Кинетический блок модели включал в себя систему процессов, описывающих изменение концентраций основных нейтральных и заряженных компонент азотно-кислородной смеси, колебательное возбуждение и нагрев газа в зоне действия электрического разряда. Зависимости скоростей процессов ионизации, диссоциации и возбуждения частиц электронным ударом в разряде от величины приведенного электрического поля E/N вычислялись по известным сечениям этих процессов и функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), которая находилась из решения уравнения Больцмана в двучленном приближении с использованием кода *BOLSIG+* [39]. Сечения рассеяния электронов на молекулах N_2 и O_2 брались из работ [40] и [41–42] соответственно. Изменение констант скоростей с увеличением степени колебательного возбуждения молекул N_2 учитывалось методом, рекомендованным в работе [43].

Для определения концентрации электронов решалось уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (u N_e)}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r D_a \frac{\partial N_e}{\partial r}) + \\ &+ N_e (v_{ion} - v_{att}) + Q_{ass} - Q_{rec} + Q_{det}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, v_{ion} и v_{att} – частоты ионизации и прилипания электронов, Q_{ass} – образование заряженных частиц в реакциях ассоциативной ионизации [44, 45], Q_{rec} включает в себя систему реакций электрон-ионной рекомбинации, Q_{det} – процессы отлипания электронов от отрицательных ионов: на атомах $O(^3P)$, молекулах $O_2(a^1\Delta_g)$ и др. [44, 45].

В рассматриваемых условиях основным положительным ионом является O_2^+ (рис. 1), поэтому коэффициент свободной диффузии, входящий в определение D_a , брался для этого иона. Зависимость коэффициента свободной диффузии от E/N не учитывалась, поскольку в диапазоне полей $E/N = 30–90$ Тд она является относительно слабой.

Уравнения баланса, аналогичные уравнению (5), решались для всех заряженных частиц. Учитывалось десять сортов положительных и отрицательных ионов: O_2^+ , O_4^+ , $O_2^+ \cdot N_2$, N_2^+ , N_4^+ , NO^+ , O^- , O_2^- , O_3^- , O_4^- . За основу бралась система ионно-молекулярных реакций, приведенная в работах [44, 45]. Расчетные шаги по пространству и времени $\Delta r \sim 0.5$ мкм и $\Delta t \sim 10^{-13}$ с соответственно. Кроме того, в модель были включены реакции с участием следующих нейтральных частиц: $N_2(X^1\Sigma_g^+)$, $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$,

$N_2(C^3\Pi_u)$, $N_2(a'^1\Sigma_u^-)$, $N(^4S)$, $N(^2D)$, $N(^2P)$, NO , $O_2(X^3\Sigma_g^-)$, $O_2(a'^1\Delta_g)$, $O(^3P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$ [44–46]. Детальное описание кинетической модели и результаты тестовых расчетов приведены в работах [45–46].

Удельная мощность источника тепловыделения W_T в уравнении (4) имеет вид

$$W_T = \frac{\varepsilon_v - \varepsilon_v(T)}{\tau_{VT}} + W_{vv} + W_R, \quad (6)$$

где ε_v – средний запас колебательной энергии на молекулу N_2 , τ_{VT} – характерное время VT – релаксации $N_2(v)$, W_{vv} – скорость нагрева газа в реакциях колебательного VV-обмена, W_R – скорость нагрева газа в реакциях тушения электронно-возбужденных атомов и молекул азота и кислорода в химических реакциях и др. (более подробное описание W_R см. далее).

Уравнение для ε_v – запаса колебательной энергии на молекулу N_2 – записывалось в виде

$$\frac{\partial \varepsilon_v}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(u\varepsilon_v)}{\partial r} = \eta_v jE/N - \frac{\varepsilon_v - \varepsilon_v(T)}{\tau_{VT}} - \frac{W_{vv}}{N_2}, \quad (7)$$

где $\eta_v(E/N)$ – доля энергии разряда, поступающая на колебательное возбуждение N_2 .

Для описания удельной мощности VV-обмена использовалось выражение [47, 48]:

$$W_{vv} = \frac{4\hbar\omega \cdot b \cdot k_{N_2}^{vv}}{(\delta_{N_2}^{vv})^3} \cdot v_{Tr}^2 \times \\ \times \exp[-2b \cdot v_{Tr}^2 - 1] \cdot [N_2^2(v=0)], \\ b = \frac{x_e \cdot \hbar\omega}{T}, \quad (8)$$

где $\hbar\omega = 0.292$ эВ – энергия колебательного кванта N_2 , $k_{N_2}^{vv} = 2.5 \cdot 10^{-14} \cdot (T/300)^{1.5}$ см³/с – константа скорости VV-обмена в азоте [49], $\delta_{N_2}^{vv} = 6.8 \cdot T^{-0.5}$ см⁻¹ – обратный радиус VV-обмена, $v_{Tr} = 0.5[(T/(x_e T_v)) + 1]$ – число Тринора, $x_e \cdot \hbar\omega = 6.13 \cdot 10^{-3} \cdot \hbar\omega$ – постоянная ангармонизма.

Для описания источника тепловыделения W_R в уравнении (6) использовалась модель “быстрого” нагрева газа [45, 46], включающая реакции

Таблица 1. Реакции с участием заряженных частиц в азотно-кислородных смесях

Номер	Реакция	Константа, см ³ /с, см ⁶ /с	Ссылка
C1	$N_2^+ + N_2 + M \rightarrow N_4^+ + M$	$5.0 \cdot 10^{-29}$	[44]
C2	$N_4^+ + e \rightarrow N_2(C^3\Pi_u) + N_2$	$2.0 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T_e)^{0.5}$	
C3	$N_4^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2 + N_2$	$2.5 \cdot 10^{-10}$	
C4	$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	$6.0 \cdot 10^{-11}$	
C5	$O_2^+ + N_2 + N_2 \rightarrow O_2^+ \cdot N_2 + N_2$	$9.0 \cdot 10^{-31} \cdot (300/T)^2$	
C6	$O_2^+ \cdot N_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + N_2$	10^{-9}	
C7	$O_2^+ \cdot N_2 + N_2 \rightarrow O_2^+ + O_2 + N_2$	$1.1 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T)^{5.3} \cdot \exp(-2357/T)$	
C8	$O_2^+ \cdot N_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + N_2$	$2.4 \cdot 10^{-30} \cdot (300/T)^{3.2}$	
C9	$O_4^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O_2 + O_2$	$3.3 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T)^4 \cdot \exp(-5030/T)$	
C10	$O_2^+ + e \rightarrow O(^3P) + O(^3P, ^1D)$	$1.95 \cdot 10^{-7} \cdot (300/T_e)^{0.7}$	[50]
C11	$O_4^+ + e \rightarrow O(^3P) + O(^3P, ^1D) + O_2$	$4.2 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T_e)^{0.48}$	[45, 50]
C12	$e + O_2 + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$	$k(T, T_e)$	[44]
C13	$O_2^- + O_2 + O_2 \rightarrow O_4^- + O_2$	$3.5 \cdot 10^{-31} \cdot (300/T_{ion})$	[51]
C14	$O_4^- + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$	$10^{-10} \cdot \exp(-1044/T_{ion})$	
C15	$O_2^- + O(^3P) \rightarrow O_3 + e$	$1.5 \cdot 10^{-10}$	[44]
C16	$O_2^- + O_3 \rightarrow O_3^- + O_2$	$4.0 \cdot 10^{-10}$	
C17	$O_4^- + O(^3P) \rightarrow O_3^- + O_2$		
C18	$e + O_2 \rightarrow O^- + O(^3P)$	$k(E/N)$	
C19	$O^- + N_2 \rightarrow N_2O + e$	10^{-12}	[51]
C20	$O^- + O_2 + M \rightarrow O_3^- + M$	$1.1 \cdot 10^{-30} \times (300/T_{ion})$	
C21	$O_3^- + O(^3P) \rightarrow O_2 + O_2 + e$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	[44]
C22	$O_3^- + O(^3P) \rightarrow O_2^- + O_2$		
C23	$O_2^- + O_2^+ \rightarrow 2 \cdot O + O_2$	$2.0 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T_{ion})^{1.5}$	[45, 51]
C24	$O_2^- + O_4^+ \rightarrow 2 \cdot O + 2 \cdot O_2$		
C25	$O_4^- + O_2^+ \rightarrow 2 \cdot O + 2 \cdot O_2$		
C26	$O_4^- + O_4^+ \rightarrow 2 \cdot O + 3 \cdot O_2$	$2.0 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T_{ion})^{1.55}$	

Таблица 2. Основные реакции, определяющие тушение электронно-возбужденных атомов и молекул в смесях $N_2:O_2$

Номер	Реакция	ΔE^* , эВ	Константа, см ³ /с	Ссылка
R1	$N_2(A^3\Sigma_u^+) + O_2 \rightarrow N_2(v) + 2 \times O(^3P)$	ΔE_A	$1.7 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$	[44, 52]
R2	$N_2(A^3\Sigma_u^+) + O_2 \rightarrow N_2(v) + O_2(b^1\Sigma_g^+)$	—	$7.5 \cdot 10^{-13} \cdot (T/300)^{0.5}$	
R3	$N_2(A^3\Sigma_u^+, v) + O_2 \rightarrow N_2(v) + 2 \times O(^3P)$	$\Delta E(v)$	$4.5 \cdot 10^{-12}$	[46, 52]
R4	$N_2(A^3\Sigma_u^+, v = 0-2) + O(^3P) \rightarrow N_2(v) + O(^1S)$	—	$(2-4) \cdot 10^{-11}$	[44, 46]
R5	$N_2(A^3\Sigma_u^+, v) + O(^3P) \rightarrow NO(v) + N(^2D)$	$\Delta E(v)$	$(4 \pm 0.5) \cdot 10^{-11}$	[46]
R6	$N_2(A^3\Sigma_u^+, v + 2) + N_2 \rightarrow N_2(A^3\Sigma_u^+, v) + N_2(v)$	—	$k(v)$	[53]
R7	$N_2(B^3\Pi_g) + N_2 \rightarrow N_2(A^3\Sigma_u^+, v) + N_2(v)$		$(3-5) \cdot 10^{-11}$	[44]
R8	$N_2(B^3\Pi_g) + O_2 \rightarrow N_2(v) + 2 \times O(^3P)$	ΔE_B	$3.0 \cdot 10^{-10}$	
R9	$N_2(B^3\Pi_g) + O(^3P) \rightarrow NO(v) + N(^2D)$	$(1.74)^*$		[54]
R10	$N_2(C^3\Pi_u) + N_2 \rightarrow N_2(B^3\Pi_g, v) + N_2(v)$	—	$1.0 \cdot 10^{-11}$	[44]
R11	$N_2(C^3\Pi_u) + O_2 \rightarrow N_2(v) + O(^3P) + O(^1D)$	ΔE_B	$3.0 \cdot 10^{-10}$	
R12	$N_2(C^3\Pi_u) + O(^3P) \rightarrow NO(v) + N(^2D)$	$(5.42)^*$		[54]
R13	$N_2(a'^1\Sigma_u^-) + N_2 \rightarrow N_2(B^3\Pi_g, v) + N_2(v)$	—	$2.0 \cdot 10^{-13}$	[44]
R14	$N_2(a'^1\Sigma_u^-) + O_2 \rightarrow N_2 + O(^3P) + O(^1D)$	ΔE_a	$2.8 \cdot 10^{-11}$	
R15	$N_2(a'^1\Sigma_u^-) + O(^3P) \rightarrow NO(v) + N(^2D)$	$(2.79)^*$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	[54]
R16	$N(^2D) + O_2 \rightarrow NO(v) + O(^1D)$	$(1.76)^*$	$7.3 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-185/T)$	[44, 52]
R17	$N(^2D) + O_2 \rightarrow NO(v) + O(^3P)$	$(3.73)^*$	$2.4 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-185/T)$	
R18	$N(^2D) + O(^3P) \rightarrow N(^4S) + O(^3P)$	2.35	$1.8 \cdot 10^{-12}$	[52]
R19	$N(^2D) + NO \rightarrow O(^3P, ^1D) + N_2(v)$	$\Delta E(v)$	$6.0 \cdot 10^{-11}$	
R20	$N(^2D) + N_2 \rightarrow N(^4S) + N_2(v)$	—	$1.7 \cdot 10^{-14}$	
R21	$O(^1S) + O(^3P) \rightarrow O(^1D) + O(^3P)$	2.22	$5.0 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(-301/T)$	[44]
R22	$O(^1S) + O_2 \rightarrow O(^3P) + O_2^*$	—	$3.0 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-850/T)$	
R23	$O(^1S) + O_2 \rightarrow O(^1D) + O_2(X, v)$		$1.3 \cdot 10^{-12} \cdot \exp(-850/T)$	
R24	$O(^1S) + NO \rightarrow O(^3P) + NO(v)$	$(4.19)^*$	$2.9 \cdot 10^{-10}$	
R25	$O(^1S) + NO \rightarrow O(^1D) + NO(v)$	$(2.22)^*$	$5.1 \cdot 10^{-10}$	
R26	$O(^1S) + N_2 \rightarrow O(^1D) + N_2(v)$	—	$5.0 \cdot 10^{-17}$	
R27	$O(^1D) + O(^3P) \rightarrow O(^3P) + O(^3P)$	1.97	$8.0 \cdot 10^{-12}$	[55]
R28	$O(^1D) + NO \rightarrow O(^3P) + NO(v)$	$(1.97)^*$	$1.7 \cdot 10^{-10}$	[44]
R29	$O(^1D) + O_2 \rightarrow O(^3P) + O_2(X, v)$	—	$0.64 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(67/T)$	
R30	$O(^1D) + O_2 \rightarrow O(^3P) + O_2(b^1\Sigma_g^+)$		$2.56 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(67/T)$	
R31	$O_2(b^1\Sigma_g^+) + O(^3P) \rightarrow O(^3P) + O_2(a^1\Delta_g)$	0.65	$8.0 \cdot 10^{-14}$	
R32	$O(^1D) + N_2 \rightarrow O(^3P) + N_2(v)$	1.38	$1.8 \cdot 10^{-11} \cdot \exp(107/T)$	
R33	$NO(v = 1) + O(^3P) \rightarrow NO(v = 0) + O(^3P)$	0.236	$6.5 \cdot 10^{-11}$	[55]

ΔE — энергия, поступающая в нагрев газа; $(\Delta E)^*$ — энергия, поступающая в нагрев газа с учетом быстрой релаксации колебательного возбуждения молекул NO.

преддиссоциации сильно-возбужденных электронных состояний кислорода (которые заселяются либо электронным ударом, либо при тушении возбужденных состояний $N_2(A^3\Sigma_u^+, B^3\Pi_g, C^3\Pi_u, a'^1\Sigma_u^-)$), а также реакции тушения возбужденных атомов $O(^1D)$ молекулами азота и др. Кроме того, учитывались реакции VT-релаксации колебательного возбуждения N_2 на атомах и молекулах кислорода [45]. Поскольку в рассматриваемых условиях ско-

рости VT-релаксации колебательного возбуждения O_2 и NO достаточно велики, колебательные температуры этих молекул считались равными газовой.

Основные реакции с участием заряженных частиц приведены в табл. 1, реакции с участием электронно-возбужденных молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$, $N_2(C^3\Pi_u)$, $N_2(a'^1\Sigma_u^-)$ и атомов $N(^2D)$, $N(^2P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$ — в табл. 2.

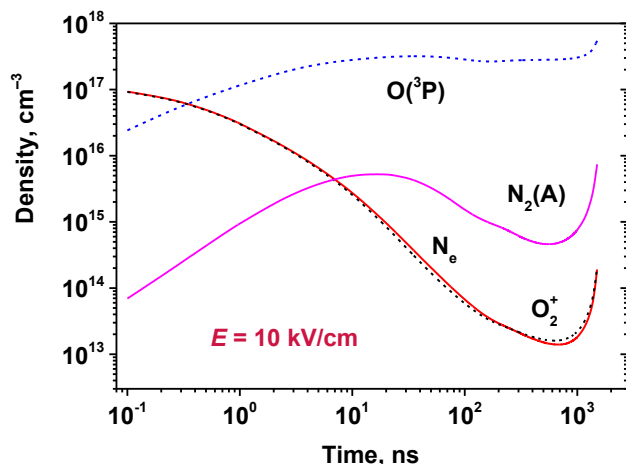


Рис. 1. Временная динамика плотности электронов, положительных ионов O_2^+ , молекул $N_2(A)$ и атомов кислорода на оси разрядного канала в воздухе

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Все представленные расчеты проводились для условий, соответствующих экспериментам [36], где была исследована динамика разряда, инициированного мощным фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе атмосферного давления в постоянном электрическом поле. Лазерные импульсы генерировались фемтосекундной лазерной системой на кристаллах Ti:Sa [56]. Длина волны лазерного излучения составляла ~ 800 нм, длительность импульсов 70 фс, энергия в импульсе 5–10 мДж. Скоростная фоторегистрация динамики инициированного разряда проводилась с помощью стрик-камеры (модель K008M, ЗАО “Компания БИФО”) по излучению разряда в видимом диапазоне.

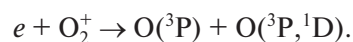
Однородное постоянное электрическое поле создавалось между двумя дисковыми электродами диаметром 200 мм и толщиной 10 мм. На один из электродов через балластное сопротивление 500 МОм подавалось напряжение от источника высокого напряжения $U = 0–130$ кВ. Потенциал второго электрода был равен потенциалу земли. Расстояние между электродами изменялось в диапазоне $d = 4–60$ мм. В центрах дисковых электродов были отверстия с закругленными краями диаметром 3 мм, через которые проходил лазерный пучок.

Как уже отмечалось, в работе [36] были получены данные о зависимости времени пробоя от напряженности поля в разряде. Момент пробоя регистрировался по резкому нарастанию тока в разрядной цепи.

В момент времени $t = 0$ задавалось начальное значение плотности заряженных частиц $N_e^0 = [O_2^+] \approx$

$\approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, созданных фемтосекундным лазерным импульсом [13, 14]. Напряженность электрического поля предполагалась постоянной во времени.

На рис. 1 приведены результаты расчетов динамики плотности электронов, положительных ионов O_2^+ , а также молекул $N_2(A)$ и атомов кислорода на оси разрядного канала в воздухе при величине поля $E = 10$ кВ/см и $N_e^0 = 1.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Поскольку поле в данном случае существенно ниже пробойного, происходит быстрый распад плазмы, созданной фемтосекундным лазерным импульсом. Заметим, что основная гибель заряженных частиц в данном случае связана не с прилипанием электронов к молекулам кислорода, а с реакциями электрон-ионной рекомбинации



Причина этого заключается в очень высокой начальной плотности заряженных частиц. Важную роль в последующей динамике разряда играет также быстрая наработка атомарного кислорода в процессе рекомбинации заряженных частиц (см. рис. 1). Концентрация атомов за несколько наносекунд достигает $[O] > 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, и эти атомы активно участвуют в реакциях отщипывания электронов от отрицательных ионов O_2^- , O_3^- , O_4^- .

На рис. 2 представлена временная динамика температуры и плотности газа на оси разрядного канала для условий рис. 1. Следует отметить быстрый нагрев газа (примерно на 100 К) за первые 10 нс. Одной из основных причин такого роста температуры является тепловыделение в реакции электрон-ионной рекомбинации $e + O_2^+$. Согласно данным [50], имеет место следующее распределение продуктов этой реакции:

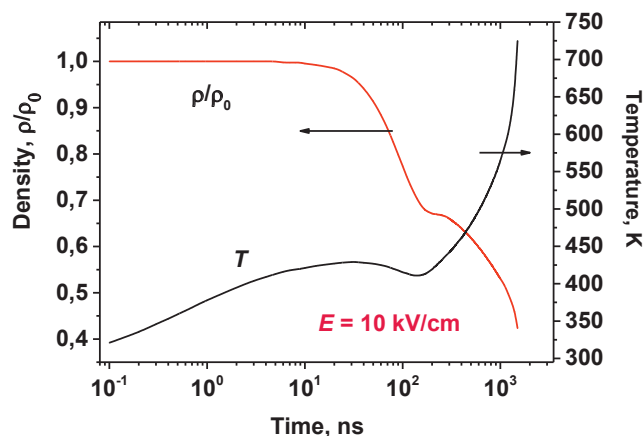


Рис. 2. Временная динамика температуры и плотности газа на оси разрядного канала в воздухе: $R_0 = 50$ мкм, $E = 10$ кВ/см, $P = 760$ Торр, $T_0 = 300$ К.

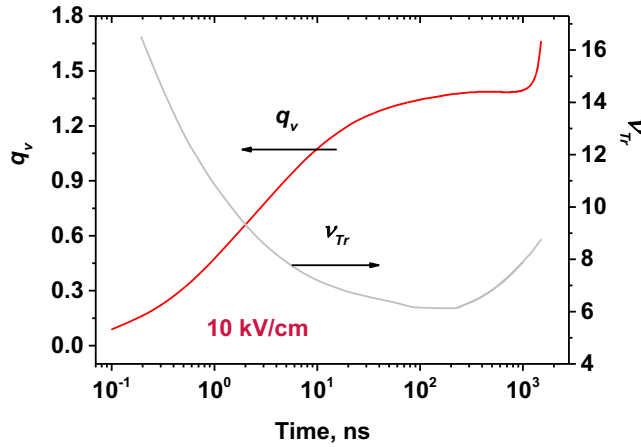
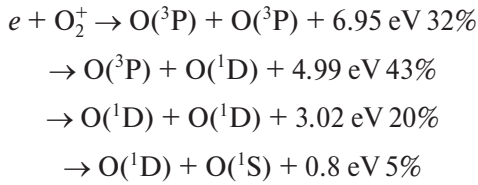


Рис. 3. Временная динамика среднего запаса колебательных квантов на молекулу N_2 , $q_v = \epsilon_v / \hbar\omega$ и числа Тринора ν_{Tr} на оси разряда для условий рис. 1.



Таким образом, доля энергии, которая выделяется в этой реакции в нагрев газа, составляет 5 эВ. Снижение температуры газа на временах $t = 40$ – 140 нс, наблюдаемое на рис. 2, связано с газодинамическим адиабатическим расширением горячего канала. Это расширение сопровождается снижением плотности газа и соответствующим увеличением приведенного электрического поля E/N .

На рис. 3 приведены временные профили среднего запаса колебательных квантов на молекулу N_2 , $q_v = \epsilon_v / \hbar\omega$ и числа Тринора ν_{Tr} (номера уровня, соответствующего минимуму триноровского распределения). Как видно, при $t > 10$ нс запас колебательных квантов на молекулу превышает $q_v = 1$, в результате, согласно работе [57], эффекты ангармонизма при VV-обмене начинают играть существенную роль.

Для оценки времени τ_0 , начиная с которого можно использовать выражение (8) для описания удельной мощности VV-обмена, воспользуемся выражением [55, с. 47]

$$\tau_0 \sim \frac{T(\delta_{vv})^3}{12\hbar\omega x_e Q_{10}}.$$

При $P = 760$ Торр, $T = 500$ К и $Q_{10}/[N_2] = 10^{-13}$ см³/с [57], получим $\tau_0 \sim 50$ нс. Отметим, что для более полного описания механизма нагрева газа в результате процессов VV-обмена необходимо включение в расчетную модель системы уравнений

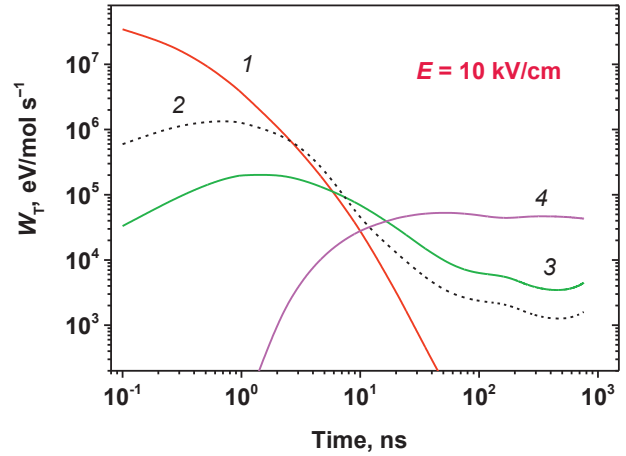


Рис. 4. Зависимость от времени интенсивности нагрева газа на оси канала W_T в процессах (эВ/мол·с⁻¹) в процессах: 1 – $e + O_2^+ \rightarrow O(^3P) + O(^3P, ^1D) + \Delta E_1$; 2 – $O(^1D) + N_2 \rightarrow O(^3P) + N_2 + \Delta E_2$; 3 – $N_2(B, C, a) + O_2 \rightarrow O(^3P) + O(^3P, ^1D) + \Delta E_3$, 4 – в процессах VV-обмена.

поуровневой колебательной кинетики $N_2(v)$, что предполагается сделать в последующих работах.

Поскольку эффекты нагрева газа, снижения его плотности и увеличения E/N играют ключевую роль в динамике данного разряда, рассмотрим более подробно основные механизмы этого нагрева. На рис. 4 приведены результаты расчетов скорости нагрева газа W_T в различных процессах при $E = 10$ кВ/см. Как видно, на начальном этапе, при $t < 1$ нс, основной нагрев связан с тепловыделением в реакции электрон-ионной рекомбинации $e + O_2^+$, затем сравнимые вклады вносят реакции тушения молекул $N_2(A, B, C, a)$ кислородом и тушения возбужденных атомов $O(^1D)$ азотом. На более поздних временах, при $t > 50$ нс, основную роль в нагреве газа играют реакции VV-обмена [47, 48].

Нагрев и последующее разрежение горячего канала приводит к росту приведенного электрического поля E/N , что, в свою очередь, увеличивает скорости ионизации, электронного возбуждения $N_2(A, B, C, a)$ и диссоциации молекул кислорода электронным ударом. Рост концентрации электронно-возбужденных молекул приводит к росту скоростей ассоциативной и ступенчатой ионизации, а рост концентрации атомов кислорода – к росту частоты отлппания электронов от отрицательных ионов. В результате спад плотности заряженных частиц (до величины $N_e^{\min}$) сменяется их нарастанием. Характерное время, за которое расчетная концентрация электронов увеличивается до значений $N_e \geq 3 N_e^{\min}$, будем называть временем пробоя, τ_{br} . На рис. 5 приведены результаты сравнения расчетных значений

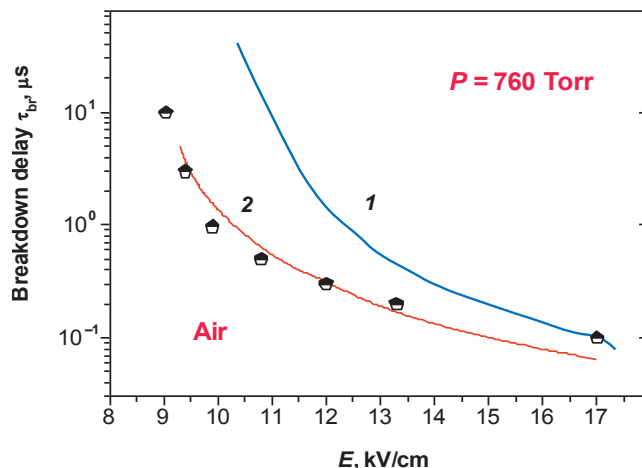


Рис. 5. Зависимость времени пробоя от величины приложенного поля в воздухе, возбужденном фемтосекундным лазерным импульсом. $P = 760$ Торр, $T_0 = 300$ К. Точки — экспериментальные данные [36], штриховая кривая 1 — расчет [37], сплошная кривая 2 — расчет данной работы.

τ_{br} (кривые 1, 2) с данными измерений [36] (точки) для различных величин поля в разряде. Кривая 1 соответствует расчетным данным работы [37]. При больших полях, $E = 17$ кВ/см, согласие расчетных данных [37] с измерениями достаточно хорошее, однако с уменьшением поля отличие расчетных значений от данных эксперимента существенно возрастает.

Причина этого, на наш взгляд, заключается в том, что в модели [37] не учитывался нагрев газа, связанный с реакциями VV-обмена, а как следует из рис. 4, именно эти процессы определяют рост температуры газа (и, соответственно, рост величины E/N) на достаточно больших временах. В результате при малых полях за счет тепловыделения в реакциях VV-обмена значительно (в десятки раз) снижается время пробоя τ_{br} .

Минимальное время пробоя, $\tau_{br} = 60\text{--}100$ нс, относительно слабо зависит от приложенного напряжения и определяются в основном характерным газодинамическим временем $\tau_g = R_c / C_s$, где R_c — радиус горячего канала, а C_s — скорость звука в канале. Причина этого состоит в том, что рост величины E/N , необходимый для пробоя, связан в основном с понижением плотности газа, которое проходит только на временах, превышающих τ_g .

Как уже отмечалось, в работе [38] также были проведены расчеты динамики разряда в постоянном электрическом поле, инициированном фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе атмосферного давления. Полученные в расчетах [38] времена про-

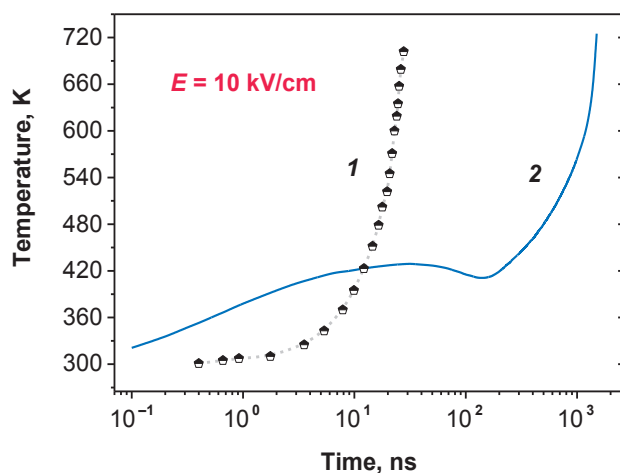


Рис. 6. Временная динамика температуры газа при $E = 10$ кВ/см, $P = 760$ Торр, $T_0 = 300$ К. Кривая 1 — результаты расчетов [38], кривая 2 — расчеты данной работы.

боя разрядного промежутка оказались очень короткими, в частности, при $E = 10$ кВ/см и $N_e^0 = 4 \cdot 10^{16}$ см⁻³, получены времена пробоя $\tau_{br} \sim 25$ нс, (согласно рис. 5, при 10 кВ/см, $\tau_{br} = 1$ мкс, что в 40 раз больше, чем 25 нс).

На рис. 6 приведены результаты сравнения динамики нагрева воздуха при $E = 10$ кВ/см, полученные в [38] и данной работе. Как видно, в этих расчетах характерные времена нагрева газа отличаются в десятки раз. Причина такого различия состоит в следующем. В работе [38] расчеты проводились в изобарическом приближении, то есть увеличение температуры газа “мгновенно” приводило к росту E/N . Соответственно, существенно увеличивались скорости ионизации, диссоциации и электронного возбуждения молекул электронным ударом. В реальности имеет место запаздывание между нагревом газа и падением его плотности, которое в данном случае составляет примерно 60–100 нс (см. рис. 2). Другим важным фактором является описание нагрева газа. В работе [38] предполагалось, что 5% энергии разряда, затрачиваемой на колебательное возбуждение молекул азота, “мгновенно” поступает в нагрев газа (см. [58]). А поскольку в рассматриваемых условиях ($E/N = 30\text{--}70$ Тд) практически вся энергия разряда поступает в колебательную подсистему молекул азота, это предположение приводит к существенному завышению скорости нагрева газа.

Согласно данным измерений [36] и результатам расчетов представленных на рис. 4, в полях $E_{\min} \sim 9$ кВ/см возможно развитие пробоя в разряде, инициированном мощным фемтосекундным лазерным импульсом (при атмосферном давлении).

Важно отметить, что полученное значение $E_{\min}$ меньше напряженности электрического поля в стримерной зоне отрицательного лидера, которая составляет 10–15 кВ/см [59, 60]. Иными словами, создание протяженного плазменного канала мощным фемтосекундным лазерным импульсом в стримерной зоне отрицательного лидера может инициировать описанные ранее процессы нагрева газа, роста приведенного поля E/N и степени ионизации в созданном канале. Следствием этого может быть поляризация этого канала, усиление поля на его полюсах с последующим формированием системы положительных и отрицательных стримеров.

В заключение остановимся на возможности дополнительной экспериментальной проверки полученных в данной работе расчетных результатов. Как уже отмечалось, ключевыми процессами, определяющими эволюцию параметров данного разряда, являются процессы нагрева газа, приводящие к последующему снижению его плотности и росту E/N . Для измерения температуры газа может быть использована методика, основанная на обработке вращательной структуры излучения 2^+ системы азота (переход $N_2(C) \rightarrow N_2(B)$) [61]. Для адекватного использования данной методики, необходимо чтобы вращательное распределение $N_2(C)$ повторяло вращательное распределение основного состояния. Это условие выполняется, когда заселение состояния $N_2(C)$ происходит электронным ударом из основного состояния $e + N_2(X) \rightarrow e + N_2(C)$. Если это не так и имеются другие достаточно эффективные каналы заселения $N_2(C)$, например pooling reaction $N_2(A) + N_2(A) \rightarrow N_2(C) + N_2$ [44, 52], вращательные распределения $N_2(C)$ и основного состояния могут существенно различаться и данная методика неприменима.

На рис. 7 приведены результаты сравнения объемных скоростей заселения состояния $N_2(C)$ в реакциях: $e + N_2 \rightarrow e + N_2(C)$ и $N_2(A) + N_2(A) \rightarrow N_2(C) + N_2$. Как видно, на временах $t = 10$ –80 нс скорости заселения $N_2(C)$ в этих процессах сравнимы по величине. При $t > 100$ нс заселение $N_2(C)$ электронным ударом из состояния $N_2(X)$ является доминирующим, и на этих временах возможно адекватное измерение температуры газа в рамках методики [61].

Отдельный интерес представляет вопрос о возможном влиянии продольной неоднородности параметров лазерного канала на времена пробоя разрядного промежутка. В мощных фемтосекундных лазерных импульсах, по-видимому, возможно чередование областей с более высокой и менее высокой плотностью электронов. Времена пробоя существенно зависят от начальной плотности заряженных

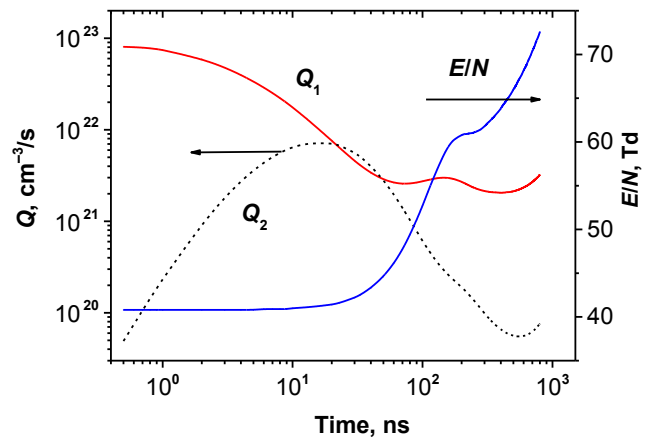


Рис. 7. Временная динамика приведенного электрического поля E/N и объемных скоростей наработки молекул $N_2(C)$ на оси канала в реакциях: (Q_1) $e + N_2 \rightarrow e + N_2(C)$; (Q_2) $N_2(A) + N_2(A) \rightarrow N_2(C) + N_2$.

частиц, причем минимальные значения τ_{br} будут соответствовать областям с максимальной плотностью электронов. Продольные размеры этих областей будут значительно превышать поперечные, поэтому рассмотрение механизма пробоя в рамках 1D-осесимметричной модели, как это сделано в данной работе, является оправданным. Пробой в областях с максимальной плотностью электронов приведет к вытеснению электрического поля, перераспределению потенциала и быстрому распространению волны пробоя в остальной части разрядного промежутка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты численного моделирования эволюции параметров разряда в постоянном электрическом поле, инициированного мощным фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе атмосферного давления. Расчеты проводились в рамках 1D-осесимметричной модели, описывающей эволюцию радиальных профилей основных параметров исследуемого разряда. Модель включает достаточно полное описание кинетических процессов в данном разряде, систему реакций, определяющих нагрев газа, а также систему газодинамических уравнений для описания расширения и разрежения нагретого канала.

Результаты расчетов времени пробоя разрядного промежутка τ_{br} согласуются с данными измерений во всем исследованном диапазоне напряженностей постоянного электрического поля, $E = 9$ –17 кВ/см. Показано, что одним из ключевых факторов, определяющих эволюцию параметров данного разряда, является темп нагрева газа. На временах, превышающих характерное время выравнивания давления

в канале, рост температуры газа приводит к снижению его плотности, росту приведенного электрического поля E/N и удельной мощности разряда. Это, в свою очередь, приводит к дальнейшему росту темпа нагрева газа, E/N и, в конечном счете, к пробоем разрядного промежутка.

Результаты расчетов подтвердили резкую зависимость времени пробоя разрядного промежутка от приложенного напряжения. Показана возможность развития пробоя в поле $E_{\min} = 8.5\text{--}9$ кВ/см при атмосферном давлении, что в 3.5 раза меньше пробойного поля (при атмосферном давлении). Кроме того, полученное значение $E_{\min}$ меньше характерной напряженности электрического поля в стримерной зоне отрицательного лидера, которая составляет 10–15 кВ/см [59, 60]. Таким образом, создание протяженного плазменного канала мощным фемтосекундным лазерным импульсом в стримерной зоне отрицательного лидера может инициировать описанные процессы нагрева газа, роста E/N и степени ионизации в созданном канале. Следствием этого может быть поляризация канала, усиление поля на его полюсах с последующим формированием системы положительных и отрицательных стримеров.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках проекта Национального центра физики и математики “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика”.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhao X.M., Diels J.-C., Wang C.Y., Elizondo J.M. // IEEE J. Quantum Electron. 1995. V. 31. P. 599.
2. Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G. // Opt. Lett. 1995. V. 20(1). P. 73.
3. Koopman D.W., Wilkerson T.D. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. P. 1883.
4. Greig J.R., Koopman D.W., Fernsler R.F., Pechacek R.E., Vitkovitsky I.M., Ali A.W. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 174.
5. Fujiwara E., Izawa Y., Kawasaki Z., Matsuura K., Yamanaka C. // The Review of Laser Engineering. 1991. V. 19(6). P. 528–537.
6. Miki M., Aihara Y., Shindo T. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. V. 26. P. 1244–1252.
7. Shindo T., Aihara Y., Miki M., Suzuki T. // IEEE Tran. on Power Delivery. 1993. V. 8. P. 1.
8. Aihara Y., Shindo T., Miki M., Suzuki T. // Electrical Engineering in Japan. 1993. V. 113(4). P. 66.
9. Honda C., Takuma T., Muraoka K., Akasaki M., Kinoshita F., Katakira O. // Electrical Engineering in Japan. 1994. V. 114(7). DOI: 10.1002/EEJ.4391140704
10. Wang D., Kawasaki Z.-I., Matsuura K., Shimada Y., Uchida S., Yamanaka C., Fujiwara E., Izawa Y., Simokura N., Sono Y. // J. Geophys. Res. D. 1994. V. 99. P. 16907–16912.
11. Shimada Y., Uchida S., Yasuda H., Motokoshi S., Yamanaka C., Kawasaki Z.-I., Yamanaka T., Ishikubo Y., Adachi M. // Proc. SPIE 3423, Second GR-I International Conference on New Laser Technologies and Applications, (14 July 1998). <https://doi.org/10.1117/12.316594>
12. Uchida S., Shimada Y., Yasuda H., Motokoshi S., Yamanaka C., Yamanaka T., Kawasaki Z.-I., Tsubakimoto K. // J. Opt. Technol. 1999. V. 66(3). P. 199.
13. Bodrov S., Bukin V., Tsarev M., Murzanev A., Garnov S., Aleksandrov N., Stepanov A. // Optics Express. 2011. V. 19. P. 6829–6835.
14. Bodrov S., Aleksandrov N., Tsarev M., Murzanev A., Kochetov I., Stepanov A. // Phys. Rev. 2013. V. 87. P. 053101.
15. Comtois D., Chien C.Y., Desparois A., Ge'nin F., Jarry G., Johnston T.W., Kieffer J.-C., La Fontaine B., Martin F., Mawassi R., Pépin H., Rizk F.A.M., Vidal F. // Appl. Phys. Lett., 2000. V. 76. P. 819–821.
16. Pépin H., Comtois D., Vidal F., Chien C.Y., Desparois A., Johnston T.W., Kieffer J.C., La Fontaine B., Martin F., Rizk F.A.M. // Phys. Plasmas 2001. V. 8. P. 2532–2539.
17. Rodriguez M., Sauerbrey R., Wille H., Wöste L., Fujii T., André Y.-B., Mysyrowicz A., Klingbeil L., Rethmeier K., Kalkner W., Kasparian J., Salmon E., Yu J., Wolf J.-P. // Opt. Lett. 2002. V. 27. P. 772.
18. Gordon D.F., Ting A., Hubbard R.F., Briscoe E., Manka C., Slinker S.P., Baronavski A.P., Ladouceur H.D., Grounds P.W., Girardi P.G. // Physics of Plasmas. 2003. V. 10. P. 4530.
19. Kasparian J., Rodriguez M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., André Y.-B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.-P., Woeste L. // Science. 2003. V. 301. P. 61.
20. Ackermann R., Stelmaszczyk K., Rohwetter P., Mejean G., Salmon E., Yu J., Kasparian J., Méchain G., Bergmann V., Schaper S., Weise B., Kumm T., Rethmeier K., Kalkner W., Wolf J. P. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 23.
21. Ackermann R., Mechain G., Mejean G., Bourayou R., Rodriguez M., Stelmaszczyk K., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Tzortzakis S., André Y.-B., Bourrillon J.-F., Tamin L., Cascelli J.-P., Campo C., Davoise C., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.-P. // Appl. Phys. B. 2006. V. 82. P. 561–566.

22. Méjean G., Ackermann R., Kasparian J., Salmon E., Yu J., and Wolf J.-P. Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 021101.
23. Fujii T., Miki M., Goto N., Zhidkov A., Fukuchi T., Oishi Y., Nemoto K. // Physics of Plasmas. 2008. V. 15. P. 013107.
24. Zhang Z., Lu X., Liang W.-X., Hao Z.-Q., Zhou M.-L., Wang Z.-H., Liu X. and Zhang J. // Optics Express. 2009. V. 17. P. 3461–3468.
25. Leonov S.B., Firsov A.A., Shurupov M.A., Michael J.B., Shneider M.N., Miles R.B., Popov N.A. // Physics of Plasmas 2012. V. 19. P. 123502.
26. Daigle J.-F., Theberge F., Lassonde P., Kieffer J.-C., Fujii T., Fortin J., Châteauneuf M., Dubois J. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 184101.
27. Arantchouk L., Point G., Brelet Y., Prade B., Carbonnel J., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Houard A. // J. Appl. Phys. 2014. V. 116. P. 013303.
28. Schmitt-Sody A., Lucero A., French Da., Latham W.P., White W., Roach W.P. // Optical Engineering 2014. V. 53. P. 051504.
29. Théberge F., Daigle J.-F., Kieffer J.-C., Vidal F., Châteauneuf M. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 40063.
30. Produit T., Walch P., Schimmel G., Mahieu B., Herkommer C., Jung R., Metzger T., Michel K., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Houard A., Kasparian J., Wolf J.-P. // Optics Express. 2019. V. 27. P. 11339.
31. Vidal F., Comtois D., Ching-Yuan Chien, Desparois A., La Fontaine B., Johnston T.W., Kieffer J.-C., Mercure H.P., Pépin H., Rizk F.A. // IEEE Trans. Plasma Science. 2000. V. 28. P. 418.
32. Tzortzakis S., Prade S.B., Franco M., Mysyrowicz A. // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. P. 57401.
33. Cheng Y.-H., Wahlstrand J.K., Jhajj N., Milchberg H.M. // Opt. Express. 2013. V. 21. P. 4740.
34. Lahav O., Levi L., Orr I., Nemirovsky R.A., Nemirovsky J., Kaminer I., Segev M., Cohen O. // Phys. Rev. A. 2014. V. 90. P. 021801(R).
35. Point G., Milian C., Couairon A., Mysyrowicz A., Houard A. // J. Phys. B. 2015. V. 48. P. 094009.
36. Богатов Н.А., Степанов А.Н. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 198.
37. Александров Н.Л., Базелян Э.М., Богатов Н.А., Киселев М.А., Степанов А.Н. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 1142.
38. Petrova Tz.B., Ladouceur H.D., Baronavski A.P. // Physics of Plasmas. 2008. V. 15. P. 053501.
39. Hagelaar G.J., Pitchford L.C. // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. V. 14. P. 722.
40. Phelps A.V., Pitchford L.C. // Phys Rev A. 1985. V. 31. P. 2932–2949.
41. Брагинский О.В., Vasilieva A.N., Klopovskiy K.S., Kovalev A.S., Lopaev D.V., Proshina O.V., Rakhimova T.V., Rakhimov A.T. // J. Phys. D Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 3609.
42. Kovalev A.S., Lopaev D.V., Mankelevich Y.A., Popov N.A., Rakhimova T.V., Poroykov A.Y., Carroll D.L. // J. Phys. D Appl. Phys. 2005. V. 38. № 14. P. 2360.
43. Александров Н.Л., Кочетов И.В. // ТБТ. 1987. Т. 25. С. 766–771.
44. Kossyi I.A., Kostinsky A.Y., Matveev A.A., Silakov V.P. // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1. P. 207–227.
45. Popov N.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. P. 285201.
46. Popov N.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. P. 044003.
47. Biberman L.M., Vorob'ev V.S., Yakubov I.T. Kinetics of non-equilibrium low-temperature plasmas. Plenum, New York. 1987.
48. Da Silva C.L., Pasko V.P. // J. Geophys. Res. 2013. V. 118. P. 13561–13590.
49. Акишев Ю.С., Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П., Пашкин С.В., Пономаренко В.В., Певгов В.Г., Подобедов В.Б. // ТБТ. 1982. Т. 20. С. 818–827.
50. Florescu A.I., Mitchell J.B.A. Physics Reports. 2006. V. 430. P. 277.
51. Benilov M.S., Naidis G.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. 1834.
52. Herron J.T. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1999. V. 28(5). P. 1453.
53. Popov N.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. V. 46. P. 355204.
54. Shkurenkov I., Burnette D.D., Lempert W.R., Adamovich I.V. // Plasma Sources Sci. Technol. 2014. V. 23. P. 065003.
55. Capitelli M., Ferreira C.M., Gordiets B.F., Osipov A.I. Plasma Kinetics in Atmospheric Gases. Berlin: Springer. 2000.
56. Степанов А.Н., Бабин А.А., Киселев А.М., Сергеев А.М. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. С. 623.
57. Демьянов А.В., Жданок С.А., Кочетов И.В., Напартович А.П., Певгов В.Г., Старостин А.Н. // ПМТФ. 1981. № 3. С. 5–10.
58. Petrova Tz.B., Ladouceur H.D., Baronavski A.P. // Phys. Rev. 2007. V. 76. P. 066405.
59. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997.
60. Guo B., Li X., Ebert U., Teunissen J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. P. 095011.
61. Laux C.O., Spence T.G., Kruger C.H., Zare R.N. // Plasma Sources Sci. Technol. 2003. V. 12.

DYNAMICS OF A DISCHARGE INITIATED BY A POWERFUL FEMTOSECOND LASER PULSE IN ATMOSPHERIC PRESSURE AIR IN PRE-BREAKDOWN ELECTRICAL FIELDS

N. A. Popov^a, N. A. Bogatov^b, A. N. Bocharov^c, E. A. Mareev^b

^a *Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn institute of nuclear physics, Moscow, Russia*

^b *Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

^c *Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy, Moscow, Russia*

Numerical modeling of the dynamics of a discharge initiated by a high-power femtosecond laser pulse in air at atmospheric pressure in pre-breakdown fields was carried out. Calculations were conducted within the framework of a 1D-axisymmetric model that describes the evolution of the radial profiles of the main parameters of the discharge under study. The model includes a system of reaction that determine gas heating and a detailed description of the kinetic processes in a given discharge, as well as a system of gas-dynamic equations to describe the expansions of the heated channel. The results of calculations of the breakdown time of the discharge gap are consistent with the measurement data over the entire studied range of electric field strengths, $E = 9\text{--}17$ kV/cm. It is shown that one of the key factors determining the evolution of the parameters of a given discharge is the rate of gas heating.

Keywords: electric discharge, laser pulse, atmospheric pressure, breakdown