

02;04;07

Компонентный состав плазмы несамостоятельного разряда в смеси $N_2 : O_2 : H_2O$ при атмосферном давлении

© М.Ф. Данилов

Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем
Всероссийский научный центр "ГОИ им. С.И. Вавилова",
188537 Сосновый Бор, Ленинградская область, Россия

(Поступило в Редакцию 20 июля 1999 г.)

Выполнены расчеты компонентного состава плазмы разряда, поддерживаемого импульсным источником ионизации микросекундной длительности. Зависимости концентраций ионов от напряженности поля и мощности источника ионизации, полученные для временного интервала $\sim 10^{-6}$ s после окончания импульса ионизации, имеют особенности, которые необходимо учитывать при разработке лазерных систем управления электрическими разрядами в длинных воздушных промежутках. На примере системы инициирования разряда, использующей импульсное излучение двух лазеров различной длительности и длины волны, выполнены оценки влияния компонентного состава плазмы на эффективность фотоотрыва электронов от отрицательных ионов. Проведено моделирование плазмохимических процессов в условиях сильного фотоотрыва электронов от отрицательных ионов O_2^- . Установлено, что фотоотрыв может дать увеличение концентрации электронов на ограниченное время $< 10^{-5}$ s.

Введение

В последнее время активно ведутся исследования электрических разрядов в воздухе для решения проблемы плазмохимической очистки атмосферы от вредных примесей [1,2]. Продолжаются экспериментальные и теоретические исследования пробоя в длинных разрядных промежутках, в том числе с применением методов управления, использующих лазерное излучение [3,4]. Были выполнены первые полевые эксперименты по инициированию молнии при помощи мощных CO_2 - и Nd-лазеров (см., например, [5]). Импульс лазерного излучения высокой интенсивности вызывает оптический пробой воздуха, в результате которого образуется цепочка плазменных очагов — длинная лазерная искра. Результаты экспериментов подтверждают пространственную и временную корреляцию между двумя событиями: созданием плазменного канала искры и инициированием молнии [5]. Одной из теоретических проблем, которые необходимо решить для успешного продолжения экспериментов по управлению электрическими разрядами, является понимание физических процессов в воздушной плазме. Большая часть опубликованных работ, посвященных этой теме, содержит анализ процессов и результаты моделирования компонентного состава плазмы в разрядах при низких и средних давлениях [1] или в квазистационарных разрядах [2], в то время как для решения задачи управления пробоем длинных воздушных промежутков актуальными являются исследования несамостоятельных импульсных разрядов при атмосферном давлении.

В модели взаимодействия лазерной искры с атмосферным электрическим полем [6] очаги лазерной искры рассматриваются в качестве внешних источников фотоионизации для окружающего воздуха. Импульс фотоионизации с характерной длительностью $\sim 10^{-6}$ s создает электрическую проводимость, определяющую скорость

поляризации плазмы лазерной искры в электрическом поле. По окончании действия внешней ионизации за время $\tau_a \sim 10^{-7}$ s проводимость плазмы снижается на порядок и контролируется в дальнейшем ион-ионной рекомбинацией. Известно, что скорость ион-ионной и электрон-ионной рекомбинации зависит от состава ионов [1,7]. Он во многом определяет проводимость плазменного канала и то действие, которое лазерная искра оказывает на развитие пробоя.

Информация о компонентном составе плазмы имеет значение и для оценки эффективности разрабатываемых систем инициирования электрических разрядов, использующих излучение второго лазера для фотоотрыва электронов от отрицательных ионов [8], так как сечение фотоотрыва существенным образом зависит от длины волны излучения и сорта ионов [9].

Цель данной работы — численное исследование плазмохимических процессов в несамостоятельном электрическом разряде в смеси $N_2 : O_2 : H_2O$, по составу близкой к воздуху, при атмосферном давлении. Основное внимание уделено анализу динамики изменения компонентного состава плазмы разряда, поддерживаемого импульсным источником ионизации микросекундной длительности. Полученные расчетные зависимости компонентного состава плазмы от внешних условий разряда имеют прикладное значение для анализа и разработки лазерных систем управления электрическими разрядами.

Описание модели и анализ процессов

Математическая модель процессов плазмохимической и зарядовой кинетики в электрических разрядах в смеси молекулярных газов подробно описана в [10–12]. На базе модели создан комплекс программ CHARM (Chemical Reactions of Molecules). Программа анализирует исходный перечень реакций и составляет систему

дифференциальных уравнений баланса для концентраций компонентов, исходя из списка учитываемых реакций и данных для скоростей этих реакций. Система уравнений решается методом Гира. Программное обеспечение позволяет выполнять модификацию расчетной модели применительно к изменению химического состава среды, проводить исследования для стационарных и импульсных режимов изменения внешних условий, учитывать внешние источники ионизации и потоки частиц.

В модели учитывалось ~ 300 реакций для 50 компонентов плазмы. Для констант скорости плазмохимических реакций использовались данные [1,2,7,9,13–26]. При расчетах скоростных коэффициентов реакций с участием электронов использовалась максвелловская функция распределения электронов по энергиям и сечения этих процессов: сечения ионизации молекул N_2 , O_2 , H_2 , NO электронным ударом, диссоциативного прилипания к молекулам O_2 , H_2O , NO , N_2O , возбуждения метастабильных уровней азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(a^1\Sigma_u^-)$ взяты из [17–20]. Сечения прямой ионизации молекулы H_2O , атомов H , N , O и ступенчатой ионизации с метастабильных уровней N_2 рассчитывались по формуле Томсона [21].

При расчетах учитывались зависимости коэффициентов трехчастичного прилипания [22] и электрон-ионной рекомбинации [7,14,21] от электронной температуры T_e , зависимость коэффициентов отлипания от напряженности электрического поля E [2]. Всего в модель было включено 30 процессов, скорости которых зависят от T_e и E . Для согласования этих параметров применялась зависимость температуры электронов от напряженности поля в воздухе, приведенная в [27]. В соответствии с [7,26] было принято, что скорости рекомбинации ионных кластеров $H_3O^+ \cdot H_2O$, $O_2^+ \cdot H_2O$, $H_3O^+ \cdot OH$ от температуры электронов не зависят и имеют значения $\sim 10^{-6} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

Начальные условия в задаче задаются исходным составом газовой смеси $N_2:O_2:H_2O=4:1:0.05$. Напряженность электрического поля $E(t)$, температура газа $T_g(t)$, мощность источника ионизации $q(t)$ являются параметрами модели и определяют внешние условия. Напряженность электрического поля в расчетах принималась постоянной во времени и задавалась в пределах от 0 до 15 kV/cm, температура газа $T_g = 300 \text{ K}$ также принималась постоянной.

Рассмотрим основные каналы рождения и гибели заряженных частиц в воздушной плазме. К ним в первую очередь относятся процессы ионизации, прилипания и отлипания электронов. В несамостоятельном разряде ионизации определяется внешним источником. В рассматриваемой задаче импульс источника ионизации $q(t)$ имел прямоугольную форму, длительность $\tau = 10^{-6} \text{ s}$ и амплитуду $q_0 = 10^{17} - 10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. Величина q_0 выбиралась так, чтобы обеспечить соответствие расчетных и экспериментальных значений концентрации электронов [28]. Как показали оценки, выполненные на основании измеренных значений фототока, концентрация электронов в оболочке плазменного очага лазерной

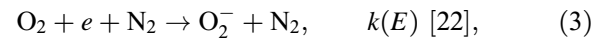
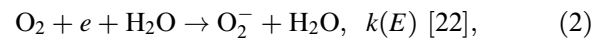
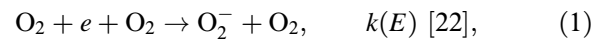
искры является убывающей функцией расстояния до плазменного очага. Измеренным значениям плотности фототока $\sim 10^{-1} - 10^2 \text{ mA/cm}^2$ соответствует концентрация электронов $\sim 10^9 - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ [28].

Процессы ионизации внешним источником представляются в модели мономолекулярными реакциями вида $O_2 \rightarrow O_2^+ + e$, для которых в качестве константы реакции берется частота ионизации $\nu_i(t)$. При этом мощность $q(t)$ и частоты ионизации связаны между собой зависимостью

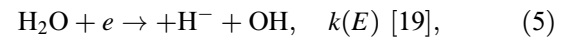
$$q(t) = \sum_j \nu_{i,j}(t)n_j,$$

где суммирование проводится по нейтральным компонентам плазмы N_2 , O_2 , H_2O , N , O , NO фотоионизация которых учитывалась в модели; $\nu_{i,j}$ — частота ионизации; n_j — концентрация j -го компонента; для расчета частот фотоионизации использовались данные [10].

В воздухе атмосферного давления основными каналами гибели электронов являются процессы трехчастичного прилипания электронов к молекулам O_2 с участием в качестве третьей частицы молекул O_2 , H_2O и N_2

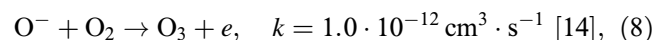
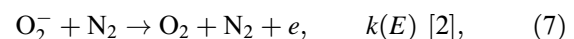
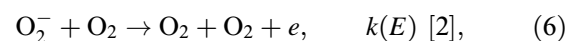


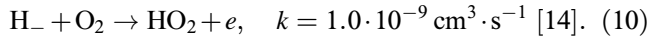
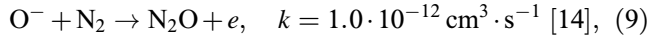
и процессы диссоциативного прилипания



В записи приведенных реакций указывается, что константа скорости $k(E)$ зависит от напряженности электрического поля в разряде, и дается ссылка на источник, из которого была взята необходимая для расчетов информация. Для краткой характеристики приведенных процессов отметим, что константы скорости трехчастичного прилипания убывают с ростом напряженности электрического поля, а константы скорости диссоциативного прилипания растут. Скорость диссоциативного прилипания становится равной скорости трехчастичного прилипания при $E \approx 4 \text{ kV/cm}$. До этого значения напряженности поля процессы с образованием иона O_2^- являются доминирующими, затем главную роль начинают играть процессы с образованием ионов O^- и H^- .

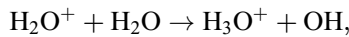
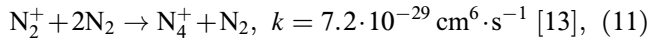
Основными каналами отлипания электронов являются столкновения отрицательных ионов с молекулами N_2 , O_2 исходной газовой смеси



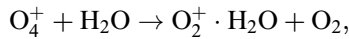
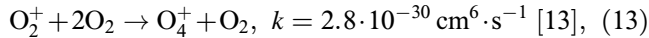


Большую группу реакций представляют процессы отлипания с участием химически активных частиц $O, N, H, O_2(a^1\Delta)$ [13,14], образующихся в разряде. Как правило, константы этих реакций на 2–3 порядка больше, чем у реакций (6)–(9), но их роль в зарядовой кинетике зависит от величины удельного энерговклада в разряд, определяющего наработку активных частиц.

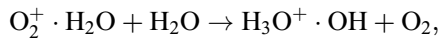
Компонентный состав плазмы изменяется в результате протекания процессов ионной конверсии. Конверсия положительных ионов осуществляется следующей цепочкой реакции:



$$k = 1.0 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad [13], \quad (12)$$



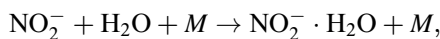
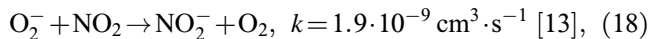
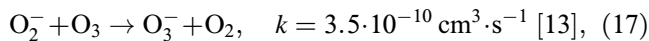
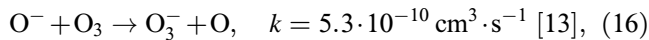
$$k = 1.2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad [13], \quad (14)$$



$$k = 1.0 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad [13]. \quad (15)$$

Конверсия может протекать в несколько этапов с характерными временами $\sim 10^{-9} - 10^{-7} \text{ s}$ [12]. Причем конкретные значения ионных концентраций будут зависеть от состава газовой смеси и длительности импульса возбуждения разряда.

Конверсия отрицательных ионов



$$k = 1.0 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1} \quad [13] \quad (19)$$

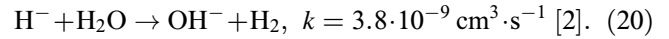
развивается более медленно по сравнению с конверсией положительных ионов, так как в ней участвуют продукты плазмохимических реакций O_3, NO_2 , которые отсутствуют в исходной газовой смеси.

Согласно энергетическому подходу к рассмотрению ионных реакций, предложенному в [26], в экзотермических реакциях положительные ионы преобразуются в отрицательные — в другие отрицательные, но с большей энергией прилипания (средства к электрону). Конверсия ионов приводит к замене первичных ионов сложными ионными комплексами (кластерами) и увеличивает скорость электрон-ионной рекомбинации [7]. В рассматриваемую модель не включались процессы образования

ионных кластеров $H_3O^+ \cdot nH_2O, NO^+ \cdot nH_2O$ при $n > 1$ и $O_2^- \cdot nH_2O, OH^- \cdot nH_2O$, приведенные в [26]. Они усложняют картину ионной конверсии, но не меняют ее основной тенденции, о которой сказано выше.

Анализ плазмохимических процессов показывает, что, несмотря на сравнительно малое содержание паров воды в смеси, их роль весьма значительна. Например, при $E = 5 \text{ kV/cm}$ и 3%-й объемной концентрации молекул воды их вклад в суммарную частоту ионизации электронным ударом составляет $\approx 10\%$. При этом частота трехчастичного и диссоциативного прилипания с участием молекул воды составляет $\approx 40\%$ от суммарной частоты всех процессов прилипания. Таким образом, при увеличении содержания воды в воздухе увеличиваются потери электронов. Процессы отлипания не компенсируют увеличение потерь электронов из-за прилипания. Этот вывод подтверждают результаты эксперимента [2].

Отметим, что ключевой реакцией в определении роли воды в разряде является реакция ионной конверсии



При ее отсутствии в модели реакция отлипания (10) практически полностью компенсирует процесс диссоциативного прилипания (5). Это приводит к тому, что баланс процессов рождения и гибели электронов сдвигается в сторону рождения. Тогда при увеличении концентрации молекул воды в смеси увеличивается концентрация электронов, что противоречит экспериментальным результатам [2].

Результаты расчета

На рис. 1 представлены результаты расчета концентраций положительных ионов в зависимости от времени, полученные при мощности источника ионизации $q_0 = 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ и напряженности поля $E = 5 \text{ kV/cm}$. Видно, что характерное время ионной конверсии составляет $10^{-9} - 10^{-8} \text{ s}$. За это время устанавливаются концентрации большей части ионов, за исключением $H_3O^+, H_3O^+ \cdot OH, H_3O^+ \cdot H_2O, NO^+ \cdot H_2O$.

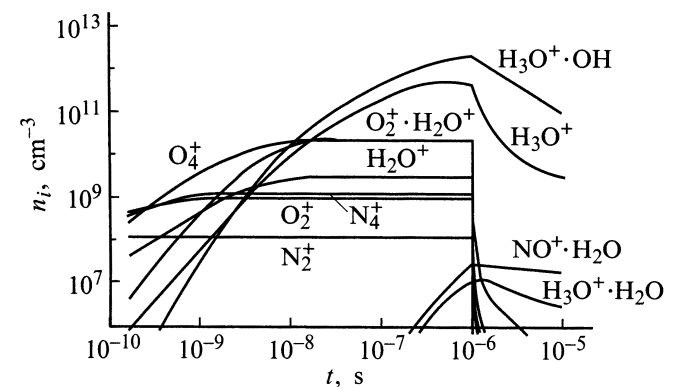
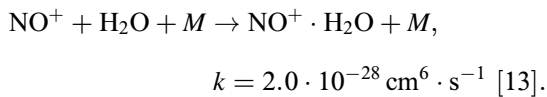
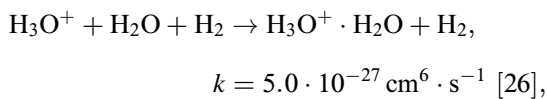


Рис. 1. Зависимости концентраций положительных ионов от времени.

Концентрации этих ионов продолжают расти в течение всего импульса ионизации. Установившиеся значения концентраций ионов N_2^+ , O_2^+ , N_4^+ , H_2O^+ , $O_2^+ \cdot H_2O$, O_4^+ определяются мощностью источника ионизации и скоростными коэффициентами процессов ионной конверсии (11)–(15), а ионов H_3O^+ , $H_3O^+ \cdot OH$ — мощностью источника и эффективными коэффициентами рекомбинации $n_{0,i} = \sqrt{q/k_{r,i}}$. После окончания импульса ионизации происходит быстрое изменение компонентного состава плазмы вследствие процессов (11)–(15). В течение времени $\tau \sim 10^{-8}$ s концентрации ионов O_4^+ , $O_2^+ \cdot H_2O$, H_2O^+ , N_4^+ , O_2^+ , N_2^+ уменьшаются на несколько порядков. Дальнейшие изменения ионного состава определяются главным образом эффективными значениями коэффициентов рекомбинации для каждого иона. Снижение концентрации ионов $H_3O^+ \cdot H_2O$, $NO^+ \cdot H_2O$ происходит с меньшими скоростями вследствие протекания реакций



На рис. 2 показаны результаты расчета концентраций отрицательных ионов O_2^- , O_3^- , O^- , $NO_2^- \cdot H_2O$, OH^- , H^- , NO_2^- , NO_3^- . Можно отметить несколько характерных значений времени в динамике изменения компонентного состава отрицательных ионов. Время стабилизации концентраций электронов, ионов O^- и H^- составляет $\tau_1 \sim 10^{-7}$ s. Время окончания импульса ионизации $\tau_2 \sim 10^{-6}$ s совпадает с установлением концентраций ионов O_2^- , OH^- . После прекращения действия ионизации концентрация электронов за время $\tau_3 \approx 5 \cdot 10^{-7}$ s уменьшается на два порядка из-за прилипания к молекулам кислорода. При этом устанавливается равновесие между процессами прилипания и отлипания электронов. Дальнейшие изменения концентрации электронов обусловлены балансом процессов ударной ионизации и рекомбинации. Рост концентрации ионов $NO^- \cdot H_2O$ продолжается в течение двух микросекунд после завершения импульса ионизации благодаря реакциям (18), (19).

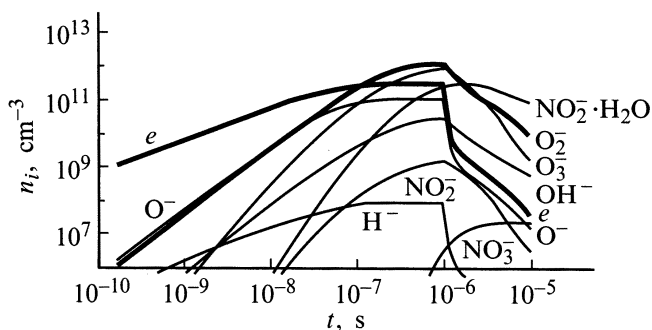


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для отрицательных ионов.

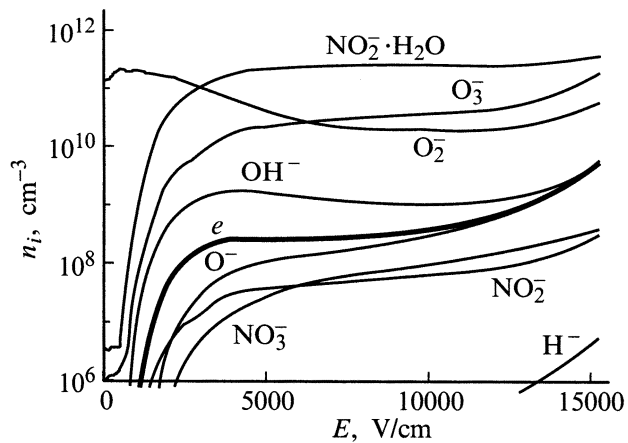
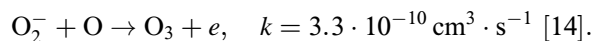


Рис. 3. Зависимости концентраций отрицательных ионов от напряженности поля.

Напряженность электрического поля — один из основных параметров, определяющих условия проведения экспериментов по лазерному управлению пробоем длинных воздушных промежутков. В естественных условиях напряженность поля, создаваемого грозовым облаком у поверхности земли, может достигать величины $\sim 10^2$ V/cm [5]. Поскольку сильные электрические поля предпочтительнее для проведения исследований по управлению молниевым разрядом, то принимаются специальные меры по усилению поля. Так, лазерные импульсы фокусируются на вершину башни [5], вблизи которой во время грозы могут наблюдаться поля $\sim 10^3 - 10^4$ V/cm. В связи с этим представляет интерес исследование зависимости концентраций электронов и ионов от напряженности электрического поля (рис. 3), так как они определяют проводимость плазменного канала и постоянную времени поляризации лазерной искры [6]. Представленные расчетные зависимости при $t = 5 \mu\text{s}$ и $q_0 = 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ характеризуются слабым изменением концентраций электронов и ионов O_3^- , $NO_2^- \cdot H_2O$, OH^- , NO_2^- в области $E = 3 - 10$ kV/cm. Основным процессом рождения электронов при этих значениях полей является реакция отлипания электронов с участием атома кислорода



Ее вклад в суммарную скорость рождения электронов при $E = 5$ kV/cm составляет более 60%. Гибель электронов зависит главным образом от реакции диссоциативного прилипания (4), она дает вклад более 50%. Вклад ионизации электронным ударом в общий баланс процессов зарядовой кинетики составляет менее 2%, а рекомбинации — 3%. Снижение концентрации ионов O_2^- в области $E = 1 - 6$ kV/cm обусловлено уменьшением констант реакций (1)–(3), а рост электронной концентрации при увеличении напряженности электрического поля более 10 kV/cm связан с усилением роли процессов отлипания (6) и (7).

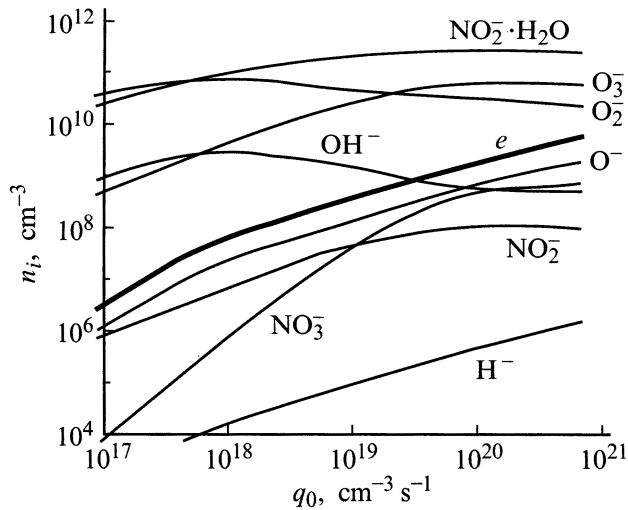


Рис. 4. Зависимости концентраций отрицательных ионов от мощности источника ионизации.

Мощность источника ионизации q_0 связана с плотностью плазменных очагов в длинной лазерной искре [6,28]. Формирование эффективных плазменных каналов с высокой плотностью плазменных очагов — это одна из проблем, определяющих успешность экспериментов по иницированию молнии при помощи лазера [5]. Поэтому исследование характеристик несамостоятельного разряда в зависимости от величины q_0 необходимо для формирования требований к параметрам длинной искры и лазерной системы управления разрядом. Выполненные расчеты компонентного состава плазмы для $t = 5 \mu s$ и $E = 5 \text{ kV/cm}$ показали, что при увеличении мощности источника от 10^{19} до $10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ происходит ограничение роста концентраций ионов и перестройка ионного состава (рис. 4). С увеличением мощности ионизации усиливается конверсия отрицательных ионов, в результате которой ион O_2^- уступает свое место в разряде ионам $NO_2 \cdot H_2O$ и O_3^- . Эффект ограничения связан с нелинейной зависимостью скорости рекомбинации ионов от их концентраций. Используя известное решение уравнения, описывающего рекомбинацию $dn_i(t)/dt = -k_r n_i^2(t)$, получим, что время, за которое концентрация ионов снижается от величины $n_i^{(0)}$ до $n_i^{(1)}$, $t_1 = (n_i^{(0)} - n_i^{(1)})/n_i^{(0)}/n_i^{(1)}/k_r$. Если $n_i^{(0)} \gg n_i^{(1)}$, то $t_1 \approx 1/n_i^{(1)}/k_r$, т.е. не зависит от $n_i^{(0)}$. Для $n_i^{(1)} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ и $k_r = 10^{-6} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ $t_1 = 10^{-6} \text{ s}$, т.е. по прошествии времени порядка микросекунды концентрация ионов снижается до уровня $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ независимо от их начальных значений, а через $100 \mu s$ концентрация ионов уменьшится до 10^{10} cm^{-3} . Таким образом, увеличением плотности плазменных очагов в лазерной искре можно добиться увеличения концентраций заряженных частиц свыше 10^{12} cm^{-3} только на время действия импульса ионизации и в течение $\sim 10^{-6} \text{ s}$ после его окончания.

Полученные данные по компонентному составу плазмы несамостоятельного разряда позволяют более детально рассмотреть и другие методы создания токопроводящего канала для управления электрическими разрядами в воздухе. С этой точки зрения наиболее интересным является предложение комбинированного применения импульсов излучения ультрафиолетового и видимого диапазонов для иницирования высоковольтных разрядов при атмосферном давлении [8]. Импульс ультрафиолетового излучения с длиной волны 248 nm и длительностью менее 1 ps производит трехфотонную ионизацию молекул кислорода и четырехфотонную ионизацию молекул азота, создавая иглообразный ионизованный объем воздуха в области сильного электрического поля. Импульс излучения с длиной волны 750 nm и длительностью более $5 \mu s$ используется для фотоотрыва электронов от отрицательных ионов, поддерживая ток свободных электронов. По расчетам [8] время, необходимое для поляризации плазмы, чтобы усиленное на конце плазменного канала поле вызвало быструю волну ионизации, составляет величину порядка нескольких микросекунд.

Рассмотрим процессы фотоотрыва электронов с учетом компонентного состава плазмы. Излучение длиной волны 750 nm с энергией кванта 1.64 eV может производить отрыв электронов от ионов O_2^- , H^- , O^- , имеющих энергию прилипания электрона 0.44 , 0.75 и 1.46 eV соответственно. Следует ожидать, что эффективный отрыв электронов от ионов OH^- , O_3^- , NO_2^- , $NO_2^- \cdot H_2O$, энергия прилипания которых находится в диапазоне от 1.83 до 3 eV [26], возможен излучением с длиной волны не более 700 nm [9]. Выполненные расчеты компонентного состава плазмы (рис. 2–4) показывают, что использование излучения с длиной волны 750 nm может дать наибольший эффект при отрыве электронов от ионов O_2^- . Для проверки этого предположения было проведено моделирование плазмохимических процессов в разряде с учетом фотоотрыва $O_2^- \rightarrow O_2 + e$. Для сравнения на рис. 5 приведены кривые для двух случаев: с учетом фотоотрыва и без него. При частоте этого процесса, равной 10^{10} s^{-1} , и напряженности поля $E = 5 \text{ kV/cm}$ концентрация ионов O_2^- уменьшается на 3–4 порядка.

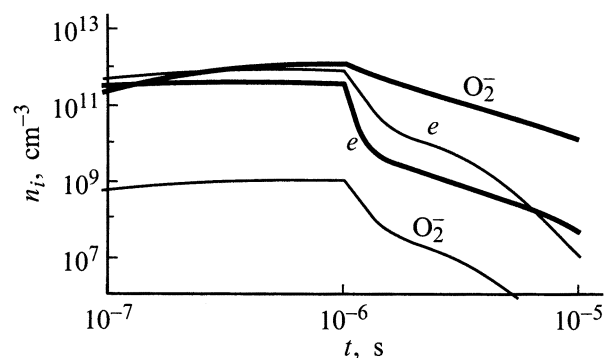


Рис. 5. Зависимости концентраций электронов и ионов O_2^- от времени при $E = 5 \text{ kV/cm}$ и $q_0 = 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$: жирные кривые — без фотоотрыва; тонкие — с учетом фотоотрыва.

При этом концентрация электронов сначала увеличивается в несколько раз, а затем быстро снижается и после $t \approx 6 \mu\text{s}$ становится даже меньше, чем в случае, когда фотоотрыва нет. Это объясняется тем, что при наличии в разряде высокой концентрации отрицательных ионов концентрация электронов поддерживается процессами отлипания. Разрушение отрицательных ионов нарушает баланс процессов прилипания и отлипания, что приводит сначала к увеличению скорости рождения электронов, а затем к усилению их гибели. Таким образом, расчеты показывают, что применение второго лазера для фотоотрыва электронов может дать увеличение концентрации электронов только на ограниченное время. Точный ответ об эффективности данного метода требует проведения расчетов с учетом реальной интенсивности лазерного излучения и сечений фотоотрыва электронов от ионов O_2^- , H^- , O^- на длине волны 750 nm .

Заключение

Проведенный анализ основных каналов рождения и гибели заряженных частиц в плазме несамостоятельного разряда показал, что, несмотря на относительно малое содержание молекул воды в смеси, они играют заметную роль в процессах прилипания и ионной конверсии. Концентрации первичных ионов определяются главным образом балансом процессов фотоионизации и ионной конверсии. Концентрации комплексных ионов, образующихся в конце цепочки ионно-молекулярных реакций, ограничены сверху рекомбинацией. Расчеты выявили большой относительный вклад в отлипание электронов реакции с участием молекулярного иона O_2^- и атома кислорода.

Зависимости концентраций ионов от напряженности поля и мощности источника ионизации, полученные для временного интервала $\sim 10^{-6} \text{ s}$ после окончания импульса ионизации, имеют особенности, которые необходимо учитывать при разработке лазерных систем управления электрическими разрядами в длинных разрядных промежутках. Слабое изменение концентрации электронов и ионов в области $E = 3\text{--}10 \text{ kV/cm}$ приводит к аналогичной зависимости проводимости плазмы и постоянной времени поляризации длинной лазерной искры в электрическом поле. При увеличении мощности источника от 10^{19} до $10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ происходит ограничение роста концентраций ионов на уровне 10^{12} cm^{-3} . Эффект ограничения связан с нелинейной зависимостью скорости рекомбинации ионов от их концентраций.

Моделирование плазмохимических процессов в условиях сильного фотоотрыва электронов от отрицательных ионов O_2^- показало, что фотоотрыв может дать увеличение концентрации электронов на время $< 10^{-5} \text{ s}$.

Автор выражает благодарность В.М. Громоленко за полезные обсуждения и замечания.

Список литературы

- [1] Александров Н.Л., Добкин С.В., Кончаков А.Н., Новицкий Д.А. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 5. С. 492–498.
- [2] Акишев Ю.С., Дерюгин А.А., Каральник В.Б. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 6. С. 571–584.
- [3] Александров Г.Н., Иванов В.Л., Кадзов Г.Д. и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 10. С. 2122–2124.
- [4] Мики М., Уада А., Шиндо Т. // Опт. журн. 1999. Т. 66. № 3. С. 25–29.
- [5] Учида Ш., Шимада Е., Ясуда Х. и др. // Опт. журн. 1999. Т. 66. № 3. С. 36–39.
- [6] Борисов М.Ф., Громоленко В.М., Данилов М.Ф., Лапшин В.А. // Опт. журн. 1999. Т. 66. № 3. С. 48–53.
- [7] Бионди М.А. // Газовые лазеры. Пер. с англ. / Под ред. И. Мак-Даниеля, У. Нигэна. М.: Мир, 1986. 552 с.
- [8] Рэмбо П., Бигерт Дж., Кубечек В. и др. // Опт. журн. 1999. Т. 66. Т. 3. С. 30–35.
- [9] Месси Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 765 с.
- [10] Данилов М.Ф., Калашиников Е.В. // ТВТ. 1995. Т. 33. № 5. С. 663–668.
- [11] Данилов М.Ф., Малинин А.Н. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 2. С. 74–87.
- [12] Данилов М.Ф., Малинин А.Н. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 5. С. 27–32.
- [13] Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров. М.: Мир, 1981. 516 с.
- [14] Hozono H., Fujimoto H. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. P. 1585–1594.
- [15] Кондратьев В.Н. Константы скорости газофазных реакций. М.: Наука, 1970. 351 с.
- [16] Агафонов В.П., Вертушкин В.К., Гладков А.А., Полянский О.Ю. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972.
- [17] Lovke J.J., Phelps A.V., Irwin B.W. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 10. P. 4664–4671.
- [18] Rapp D., Englander-Golden P. // J. Chem. Phys. 1965. Vol. 43. N 5. P. 1464–1479.
- [19] Rapp D., Briglia D.D. // J. Chem. Phys. 1965. Vol. 43. N 5. P. 1480–1489.
- [20] Engelhardt A.G., Phelps A.V., Risk C.G. // Phys. Rev. A. 1964. Vol. 135. N 6. P. 1566–1574.
- [21] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [22] Александров Н.Л. // УФН. 1988. Т. 154. № 2. С. 177–206.
- [23] Бердышев А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 6. С. 741–744.
- [24] Бердышев А.В., Головин А.С., Гурашвили А.В. и др. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 3. С. 335–341.
- [25] Дерюгин А.А., Кочетов И.В., Паль А.Ф. и др. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 9. С. 1138–1147.
- [26] Виганд В.Дж. // Газовые лазеры. Пер. с англ. / Под ред. И. Мак-Даниеля, У. Нигэна. М.: Мир, 1986. 552 с.
- [27] Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Пер. с англ. / Под ред. Д.А. Франк-Каменецкого. М.: Атомиздат, 1961. 323 с.
- [28] Борисов М.Ф., Громоленко В.М., Лапшин В.А. и др. // Опт. журн. 1999. Т. 66. № 3. С. 40–47.