

ОБРАЗОВАНИЕ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА В ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНОМ РАЗРЯДЕ

© 2023 г. В. А. Битюрин^{a,b,*}, А. С. Добровольская^a, А. Н. Бочаров^a, А. А. Фирсов^a

^a Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия

^b Национальный исследовательский университет “Московский энергетический институт”, Москва, Россия

*e-mail: valentin.bityurin@gmail.com

Поступила в редакцию 09.11.2022 г.

После доработки 13.02.2023 г.

Принята к публикации 18.02.2023 г.

Представлены результаты численного моделирования разряда постоянного тока в высокоскоростном воздушном потоке с использованием газодинамического кода Plasmaero. Моделирование плазмы разряда было выполнено с использованием одножидкостного МГД-приближения и детальной схемы плазмохимических реакций. В расчетах была получена динамика разряда постоянного тока (в том числе, возникновение перепробоя), которая качественно соответствует экспериментальным данным. Была получена и проанализирована концентрация атомарного кислорода в разных частях разряда. В нульмерном расчете получена оценка влияния наработанного атомарного кислорода на горение этилен-воздушной смеси. Было показано, что наработка атомарного кислорода в разряде постоянного тока может значительно уменьшить время индукции, что важно для стимулирования горения в высокоскоростном потоке.

Ключевые слова: разряд постоянного тока в воздушном потоке, нетермическая ионизация, перепробой разряда, стимулированное плазмой горение

DOI: 10.31857/S0367292123600267, EDN: VFTBKI

1. ВВЕДЕНИЕ

Заметный интерес к электрическим разрядам в высокоскоростных потоках возник довольно давно, в 1950–1960 гг., в связи с поиском методов управления потоком и подходов к интенсификации горения. Текущее состояние и перспективы развития исследований в этих областях рассмотрены в [1]. Первые работы по описанию продольно-поперечного разряда (ППР) постоянного тока, или дугового разряда, в сверхзвуковом потоке были выполнены в 1960-х гг. [2, 3], однако из-за сложности экспериментов еще не все свойства были подробно описаны, а совершенствование приборов и методов позволяет до сих пор получать новые данные. Большой объем исследований был проведен различными научными группами в 2000-х годах и позже: были оценены микроскопические характеристики разряда, такие как температура, концентрация заряженных частиц [4–6]. В [7] с использованием теневой визуализации была показана структура ударных волн вблизи разряда и их влияние на препятствие, расположенное за разрядом. Позже была проведена высокоскоростная съемка для уточнения формы разряда [8], и было определено влияние скорости потока на различные параметры разряда [9].

Продольно-поперечный разряд изучался как в фундаментальных работах, так и рассматривался в прикладных исследованиях, например, в работах по изучению плазменно-стимулированного горения в сверхзвуковом потоке [10–13], влияния на смешение топлива со встречным потоком [14, 15], управления структурой течения в сверхзвуковом потоке [16, 17], а также по определению скорости сверхзвукового потока, так как скорость перемычки близка к скорости потока [18].

Наряду с экспериментальными исследованиями предпринимались попытки смоделировать такой разряд в потоке, так как это позволило бы получить параметры разряда, которые трудно измерить экспериментально: в одной из первых работ по моделированию ППР представлено изменение пространственного распределения плотности тока во времени [19]. Обычно при моделировании электрических разрядов, из-за значительной размерности задач и малого временного шага, исследователи прибегают к упрощениям, например, используя двумерную постановку задачи. Так, в работах [20, 21] моделировалось поперечное сечение разряда, движущегося под воздействием постоянного магнитного поля, а в работе [22] для получения пространственных распределений ха-

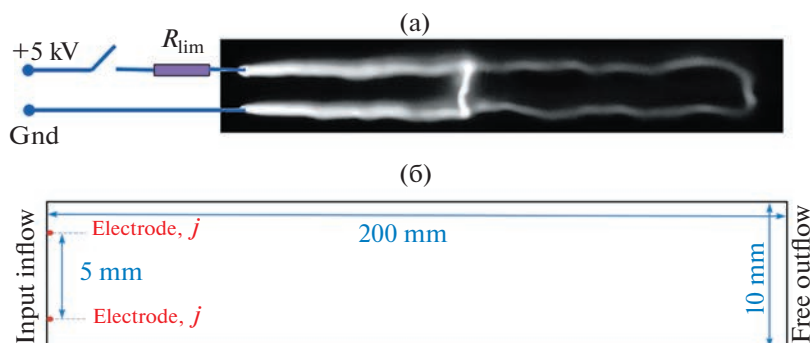


Рис. 1. (а) Визуализация продольно-поперечного разряда в эксперименте, направление потока слева направо. (б) Область моделирования Plasmaero, подробности см. в тексте.

рактических характеристик разряда в сверхзвуковом потоке задача была сформулирована в осесимметричном подходе для малых токов. При этом в статье [23] разряд в потоке моделировался в трехмерной постановке, но модель плазмы была значительно проще. В [24] было выполнено численное моделирование рельсового плазменного актуатора: рассматривался быстро движущийся дуговой разряд, возникающий между двумя протяженными электродами, был смоделирован повторный пробой разряда, но все расчеты проводились в плоскости разряда. Эффект повторного пробоя (или перепробоя) возникает, если канал тока имеет часть, перпендикулярную потоку, и в такой ситуации важно сформулировать модель перепробоя [25]. Тем не менее, это значительно усложняет моделирование, а также влияет на стабильность параметров в эксперименте.

Эта работа — часть исследования стимулированного плазменного горения этилена в высокоскоростном воздушном потоке [10–12]. Как правило, разряд может влиять на горение двумя способами: нагреванием и образованием активных радикалов. Исследование кинетического механизма воспламенения различных углеводородов с помощью плазмы (например, [26–28] и [29] специально для C_2 -углеводородов) показало, что для моделирования горения важно учитывать образование атомарных фракций кислорода O , водорода H и топливных радикалов. Атомы O образуют промежуточные продукты горения (такие как гидроперекиси) и влияют на время индукции воспламенения смеси сильнее, чем топливные радикалы.

В этой работе моделируется продольно-поперечный разряд в высокоскоростном потоке в узкой области течения с использованием программного пакета Plasmaero [30]. Дополнительную информацию о пакете Plasmaero и используемых моделях можно найти в публикациях [31–34]. Предложен подход к описанию перепробоя, и представлена информация об образовании атомарного кислорода в нем. Оценено

уменьшение времени индукции для смеси этилен—воздух с добавлением атомарного кислорода.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В мотивационных экспериментах для данной работы [10–12] авторы рассматривают разряд в высокоскоростном потоке между двумя электродами с такой геометрией, что сегмент, соединяющий их концы, перпендикулярен потоку (см., например, рис. 1а). В результате разрядный канал приобретает в потоке форму U-образной петли; как упоминалось выше, физическая конфигурация в этом случае практически для любой реалистичной геометрии электродов по существу трехмерна, что видно из примера визуализации эксперимента в работах [8, 11].

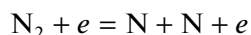
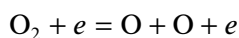
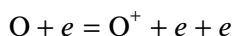
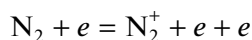
Использование пакета Plasmaero ограничивает нас двумерной постановкой, поэтому вместо петли из токового шнура мы рассматриваем токовый слой конечной толщины и неограниченной глубины. Такая формулировка приводит к завышенной оценке взаимодействия разряда с потоком и, следовательно, к более интенсивным газодинамическим возмущениям и потреблению электроэнергии.

Полная схема уравнений, реализованная в пакете Plasmaero в МГД-режиме, представлена в работе [33] и включает следующие уравнения и соотношения:

1) полная система уравнений Навье—Стокса для реального реактивного воздуха, которая дополняется источниковым членом в уравнении баланса энергии для учета джоулевого тепловыделения;

2) система уравнений химической кинетики для 11-компонентной модели высокотемпературного воздуха, включая молекулы и атомы азота, кислорода, их нейтральных и ионизованных соединений, а также свободных электронов (N_2 , O_2 , NO , N , O , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , N^+ , O^+ , e^-). При этом учи-

тываются 103 термохимические реакции, включая ионизацию, диссоциацию, диссоциативную рекомбинацию, трехчастичную рекомбинацию [35], дополненные 6 “полевыми” реакциями (см., например, [36, 37]) с константой скорости, зависящей от локального значения приведенного электрического поля E/n , в которых участвуют электроны в сильных электрических полях:



Скорость реакции для “полевых” реакций зависит от температуры электронов, которая является функцией приведенного электрического поля в соответствии с [37]:

$$k_{fr} = aT_e^b \exp(-E_a/T_e)$$

Учитываются также следующие уравнения и соотношения:

3) калорические уравнения состояния и закон Дальтона для парциального давления;

4) соотношения для определения парциальных потоков;

5) уравнение для электрического потенциала, полученное из условия сохранения электрического тока.

Постановка задачи для моделирования основана на экспериментальном исследовании [10–12], в котором сверхзвуковой поток воздуха (скорость 500 м/с, статическое давление 26 кПа, температура 300 К) поступает в тестовую секцию аэродинамической трубы с впрыском этилена и петлевым разрядом. В эксперименте рассматриваются воспламенение и горение в камере сгорания, расположенной после тестового участка. В данной работе эта ситуация рассматривается при отсутствии топлива. Моделирование выполняется в прямоугольном продольном сечении области потока, на левой границе которого расположены два эквипотенциальных электрода, идеально проницаемых для потока газа (рис. 16). Размер области составляет 10 мм × 200 мм, электроды размером 0.6 мм расположены на расстоянии 2.5 мм и 7.9 мм от нижней границы. На верхней и нижней границах заданы условия периодичности для газодинамических переменных и условие непроточности — для электрофизических параметров. На выходе (правая сторона) — устанавливается условие свободного потока в зону низкого давления. На входе (левая сторона) было задано

условие сверхзвукового входа, однако значительный расход энергии в области нагнетания привел к замедлению потока на входе с 500 м/с до 50 м/с при давлении 25 кПа и общей температуре 300 К. При движении вдоль разряда с удалением от электродов скорость потока увеличивалась, но поток оставался дозвуковым из-за высокой температуры. Следовательно, в данной работе правильно говорить о разряде в высокоскоростном, но не сверхзвуковом потоке. Также стоит отметить, что выбранная довольно узкая область с граничными периодическими условиями не позволяет каналам разряда рассеиваться из-за нагрева газа, тем самым сохраняя геометрию разряда максимально приближенной к эксперименту.

Электрическая схема эксперимента показана на рис. 1а, но в эксперименте ток был практически постоянный, что позволило нам использовать другую эквивалентную схему в моделировании с фиксированным током через электроды и без ограничивающего резистора R_{lim} . В качестве неотъемлемого условия стабилизации режима разряда задаются равные противоположно направленные токи на электроды, кроме того, в одной из точек выходной границы задается нулевой потенциал, что необходимо для решения эллиптического уравнения для электрического потенциала. Калибровка используемых параметров проведена в соответствии с осесимметричным экспериментом в схожих условиях, значение интегрального погонного тока разряда было выбрано равным 200 А/м (на метр глубины), что приблизительно соответствует полному току 0.1 А в осесимметричном разряде (т.е. в трехмерном разрядном канале, как в [22]). При исследовании плазменно-стимулированного горения и плазменной аэродинамики мощность разряда является более важным параметром [38]. Разряд обычно имеет диаметр около 1 мм, и в соответствии с зависимостями напряжения, представленными на рис. 2, при токе 200 А/м мощность составляет ~10⁶ Вт/м или 1 кВт/мм, что типично для разряда такого типа. Равномерный начальный фон ионизации устанавливается на уровне 10⁻¹⁵ мольных долей. Дополнительно есть небольшой межэлектродный “затравочный” канал повышенной ионизации 10⁻¹² мольных долей, чтобы избежать расчета начальной фазы пробоя стримерно-искрового разряда, как это было сделано в нашей предыдущей работе [22]. Чтобы смягчить первоначальное воздействие мощного импульса подачи энергии, устанавливается временной интервал (~10 нс) линейного увеличения тока от нуля до номинального значения. Для экономии вычислительного времени использовалась равномерная сетка 104 × 2002, которая обеспечила необходимое качественное соответствие эксперименту. Автоматический выбор временного шага поддер-

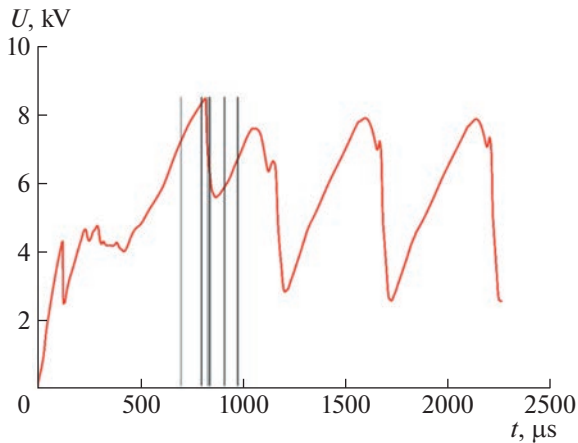


Рис. 2. Напряжение между электродами в расчетах PlasmAero. Вертикальными линиями отмечены моменты времени 700, 800, 830, 840, 912 и 976 мкс.

живается на уровне около 5 нс. Репрезентативный набор данных достигается за интервал времени около 2.5 мс.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В результате моделирования в программе PlasmAero мы получили перепробой, качественно аналогичный тому, что наблюдался в эксперименте. Напряжение между электродами показано на рис. 2, и похоже, что после нескольких начальных перепробов устанавливается регулярный режим. Чтобы прояснить механизм пробоя, мы подробно рассмотрим интервал между 700 и 1000 мкс (конкретные моменты времени отмечены черными вертикальными линиями на рис. 2). Процесс роста разрядной петли и возникновения повторного пробоя показан на рис. 3–5. В потоке образуются два горячих токовых слоя, соединенных перемычкой, которую сдувает потоком, и то-

гда длина слоев увеличивается. При определенных условиях между ними происходит пробой, во время которого сначала увеличивается концентрация электронов, и только затем температура перемычки начинает повышаться, и электрический ток ниже по потоку от нее исчезает.

Было обнаружено, что на месте максимума приведенного электрического поля E/n образуется новая перемычка (см. рис. 6а, 800 мкс, 40 мм), и когда мольная доля электронов повышается до “критической” (около 10^{-7}) поле резко падает (см. рис. 6а, 830 мкс, 40 мм и рис. 7). Важно отметить, что максимум приведенного поля располагался на некотором расстоянии от электродов, — причиной такого поведения является наложение электрического поля и поля плотности, сопровождающееся небольшой нестабильностью потока газа. Если E/n достаточно велико, скорость ионизации увеличивается за счет реакций типа ($N_2 + e = N_2^+ + e + e$), зависящих от приведенного электрического поля или температуры электронов. Это приводит к увеличению концентрации электронов (см. рис. 6б, 40 мм, 830–840 мкс), затем ток увеличивается и нагревает газ, что активирует термическую ионизацию; и только тогда возникает горячая перемычка с высокой плотностью тока. В эксперименте мы можем увидеть только последнюю фазу формирования горячего канала, сопровождающуюся высокой светимостью плазмы, и поэтому трудно провести аналогичный анализ ранней фазы перепробоя.

Согласно нашему пониманию фундаментальной природы плазменно-стимулированного горения, основная роль разряда заключается в выделении тепла и химически активных веществ. Тем не менее, наличие активных компонент может привести к более эффективному использованию потребляемой энергии. При этом не только нагрев током разряда, но и участие этих компонент в промежуточных реакциях горения [39] приводят к более быстрому воспламенению и бо-

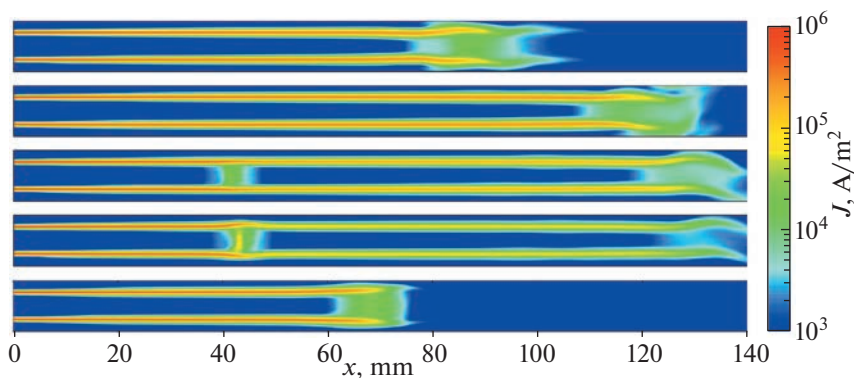


Рис. 3. Плотность тока в разряде в моменты 700, 800, 830, 840 и 912 мкс (сверху вниз).

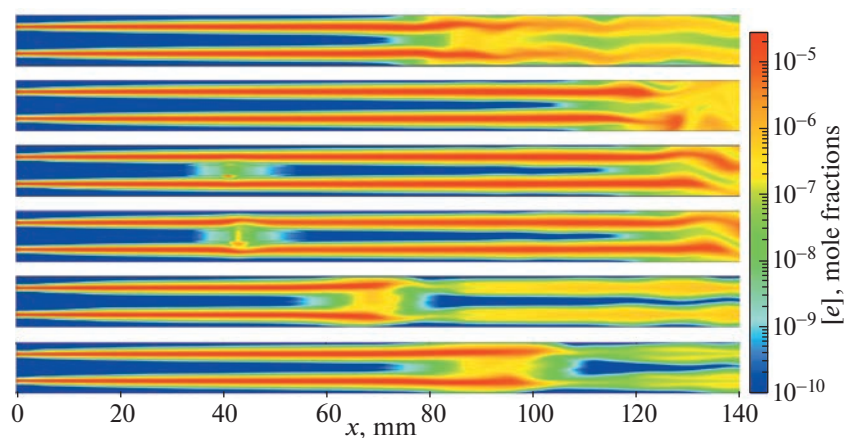


Рис. 4. Концентрация электронов в процессе образования новой перемычки (моменты времени 700, 800, 830, 840, 912 и 976 мкс сверху вниз).

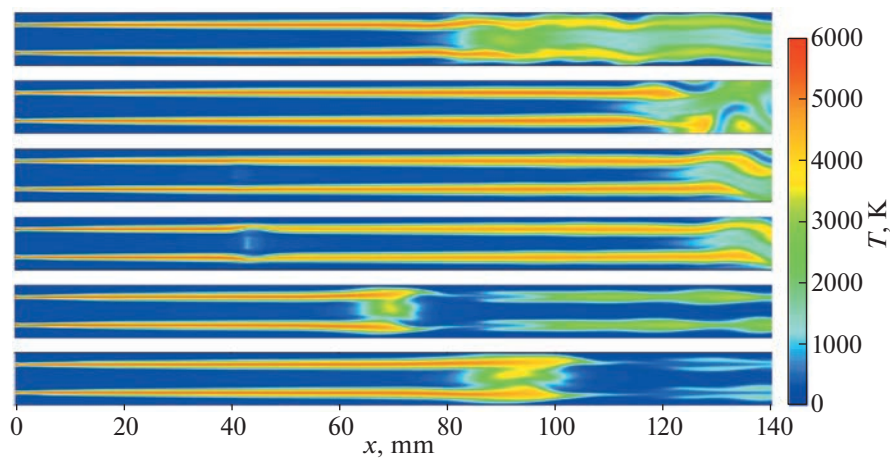


Рис. 5. Поле температур в процессе образования новой перемычки (моменты времени 700, 800, 830, 840, 912 и 976 мкс сверху вниз).

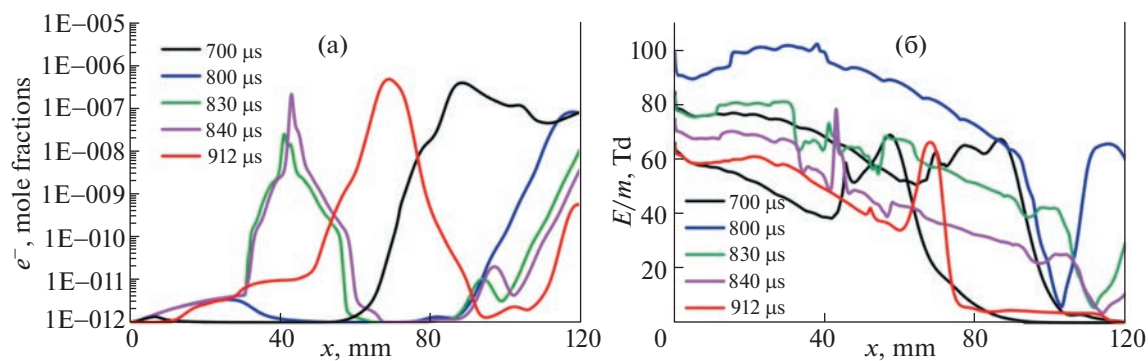


Рис. 6. Концентрация электронов (а) и приведенное электрическое поле (б) между плоскостями с током.

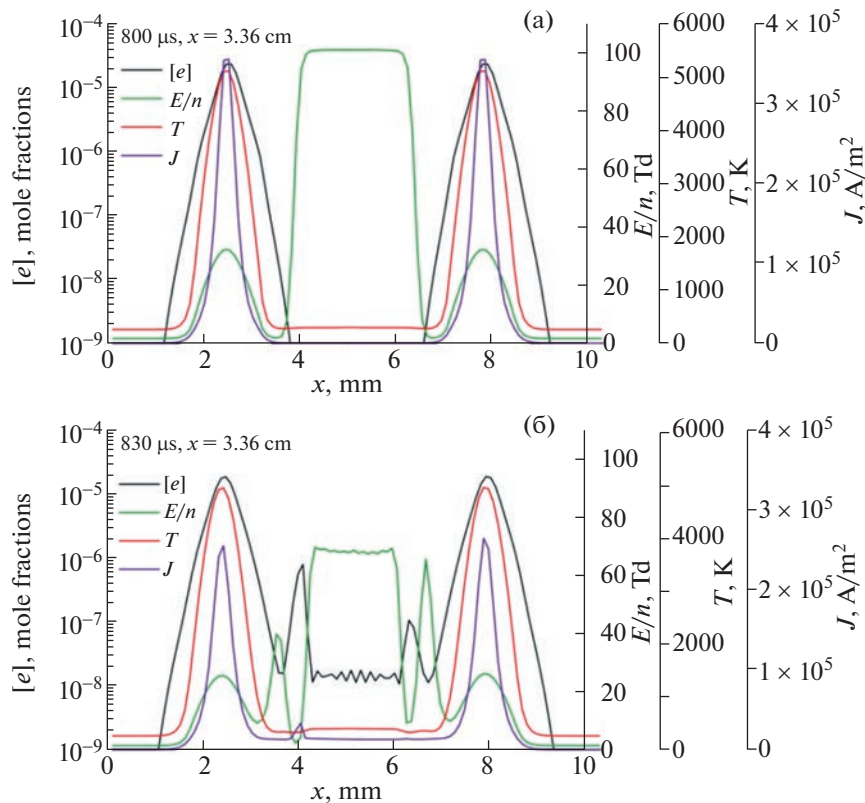


Рис. 7. Температура, приведенное электрическое поле, плотность тока и концентрация электронов для моментов времени 800 мкс (а) и 830 мкс (б).

лее полному сгоранию топливной смеси. Атомы кислорода O являются одним из основных активных радикалов в плазменно-стимулированном горении. Так как в данной работе мы не моделировали разряд в топливо-воздушной смеси, то ничего не можем сказать об образовании топливных радикалов, но мы можем использовать полученную выше концентрацию O в разряде в воздушном потоке для оценки возможного ускорения горения при добавлении топлива. Атомы O нарабатываются в горячей области с высокой плотностью тока в результате термохимических реакций и при электронном ударе в более холодной области между слоями тока перед образованием перемычки (небольшая область, см. рис. 8). На рис. 9 приведены концентрации атомов кислорода O , электронов и температура в поперечном сечении перемычки для моментов времени $t = 830$ мкс и 912 мкс. Без топлива атомы O рекомбинируют и еще немного нагревают газ, как только исчезает фактор ионизации, связанный с температурой или электронным ударом. Тем не менее, в топливо-воздушной смеси часть атомов O реагирует с молекулами углеводорода быстрее, чем рекомбинирует друг с другом, образуя долгоживущие промежуточные продукты сгорания.

Мы можем провести нульмерное (0D) моделирование горения этилена на воздухе с подробной кинетической схемой [40], используя различные температуры и концентрацию атомов O из приведенного выше 2D-моделирования в качестве начального условия. Это предварительное 0D-моделирование могло бы помочь нам оценить уменьшение времени индукции горения топливной смеси после обработки разрядом. Кинетическая схема состоит из 710 реакций для 103 компонентов и основана на схеме [41] которая ранее успешно использовалась для моделирования горения с помощью плазмы.

Чтобы оценить, как атомы O влияют на горение, рассмотрим этилен-воздушную смесь с начальной температурой 300–2000 K и концентрацией атомарного кислорода O 0.0001–0.1 мольных долей. Первая серия расчетов выполнена для обедненной смеси с эквивалентным соотношением топлива к окислителю $\phi = 0.5$ ($0.2029O_2 + 0.0338C_2H_4 + 0.7632N_2$) при давлении 1 атм; охлаждение, перемешивание и другие пространственные процессы не учитывались. Полученное время индукции приведено в табл. 1. Во второй серии расчетов рассмотрена стехиометрическая смесь под давлением 22 кПа, как в эксперименте,

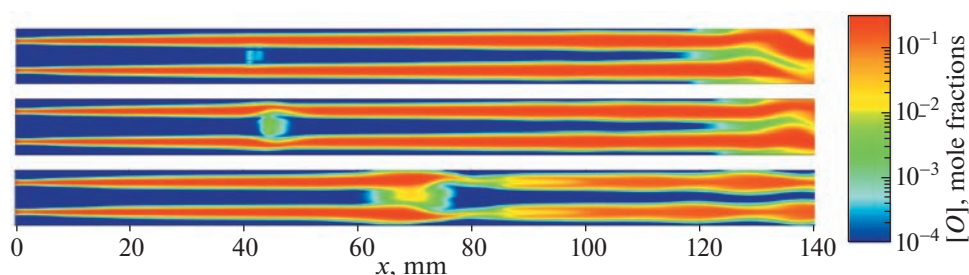


Рис. 8. Атомы кислорода О в моменты 830, 840 и 912 мкс (сверху вниз).

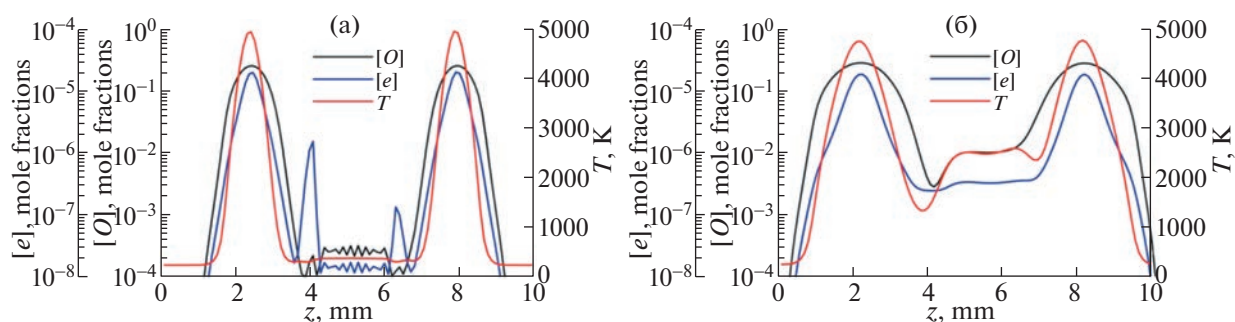


Рис. 9. Температура, атомы кислорода О и концентрация электронов в перемычке для моментов времени 830 мкс (а) и 912 мкс (б).

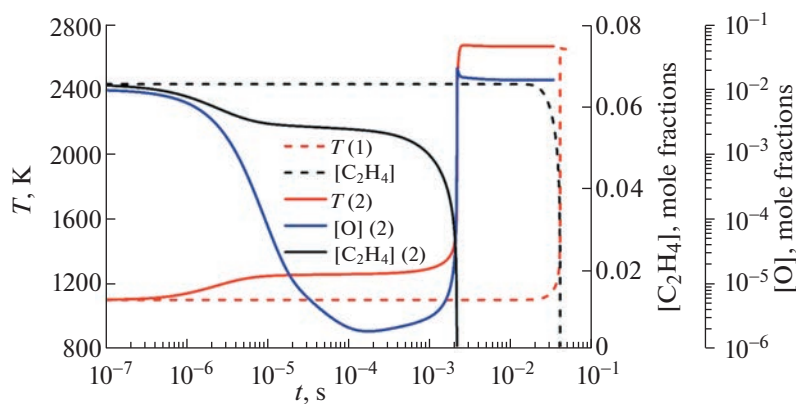


Рис. 10. Температура, концентрация молекул этилена C_2H_4 и атомов О во время воспламенения для начальных условий $P = 22$ кПа, $T = 1100$ К, стехиометрическая смесь, (1) без дополнительных атомов О, (2) с содержанием атомов кислорода $[O] = 0.001$ мольных долей.

соответствующие результаты приведены в табл. 2. В эксперименте [12] авторы продемонстрировали двухстадийное воспламенение этилена в сверхзвуковом потоке воздуха со временем задержки воспламенения ~ 2 мс, мы также можем приблизительно оценить время пребывания топливоздушнй смеси в камере сгорания для параметров потока из эксперимента в несколько мс, меньшее время воспламенения выделено жирным шрифтом в табл. 1 и 2. Видно, что этилен-воздушная

смесь при указанных повышенных температурах и концентрациях атомарного кислорода О может успеть сгореть за характерное время пролета камеры сгорания.

Роль атомов кислорода проиллюстрирована на рис. 10, где показан процесс воспламенения. Атомы О в смеси этилен-воздух запускают конверсию этилена очень рано и, таким образом, резко ускоряют воспламенение.

Таблица 1. Время индукции обедненной смеси с давлением 1 атм

$T, K \setminus [O]$, мольные доли	0	0.001	0.01	0.1
330	>0.1 с	>0.1 с	>0.1 с	1e–4 с
500	>0.2 с	>0.1 с	>0.1 с	1e–4 с
700	>0.2 с	>0.2 с	0.13 с	1e–5 с
1000	0.088 с	0.023 с	0.0023 с	
1200	0.029 с	0.0011 с		
1500	1e–4 с			

Таблица 2. Время индукции горения для стехиометрической смеси при давлении 22 кПа

$T, K \setminus [O]$, мольные доли	0	0.01	0.02
500	>0.1 с	>0.1 с	>0.1 с
700	>0.1 с	>0.1 с	0.044
900	>0.1 с	0.033 с	0.0041 с
1100	0.041 с	0.0022 с	0.00032 с
1300	0.0017 с	0.00021 с	5.20E–05 с

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В численном моделировании продольно-поперечного разряда в высокоскоростном воздушном потоке в 2D-приближении получен качественный механизм процесса перепробоя, основанный на процессах нетепловой ионизации и диссоциации в области с максимальным приведенным электрическим полем между слоями разряда. Проанализированы результаты моделирования динамики концентрации электронов и атомов кислорода в различных областях разряда, и было выполнено нульмерное моделирование горения этилена в воздухе с подробной кинетической схемой для различных начальных температур и концентраций атомарного кислорода, взятых из результатов 2D-моделирования. Было показано, что достижимая в продольно-поперечного электрическом разряде в воздушном потоке создаваемая концентрация атомов кислорода может значительно уменьшить время индукции воспламенения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (госзадание № 075-01056-22-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Poggie J., McLaughlin T., Leonov S. // Aerospace-Lab Journal. 2015. № 10. P. AL10-01. <https://doi.org/10.12762/2015.AL10-01>
2. Alferov V.I., Bushmin A.S. // Sov. Phys. JETP. 1963. V. 17. № 6. P. 1190.
3. Alferov V.I., Bushmin A.S., Kalachev B.V. // Sov. Phys. JETP. 1967. V. 24. № 5. P. 859.
4. Ershov A.P., Surkont O.S., Timofeev I.B., Shibkov V.M., Chernikov V.A. // High Temperature. 2004. V. 42. № 5. P. 667. <https://doi.org/10.1023/B:HITE.0000046519.53287.47>
5. Ershov A.P., Kalinin A.V., Surkont O.S., Timofeev I.B., Shibkov V.M., Chernikov V.A. // High Temperature. 2004. V. 42. № 6. P. 865. <https://doi.org/10.1007/S10740-005-0029-0>
6. Bychkov V.L., Grachev L.P., Esakov I.I., Ravaev A.A., Khodataev K.V. // Technical Physics 2004 49:7. 2004. V. 49. № 7. P. 833. <https://doi.org/10.1134/1.1778855>
7. Leonov S.B., Yarrantsev D.A. // Fluid Dynamics. 2008. V. 43. № 6. P. 945. <https://doi.org/10.1134/S001546280806015X>
8. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 3. С. 314. Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A. // Plasma Physics Reports. 2017. V. 43. № 3. P. 373. <https://doi.org/10.1134/S1063780X17030114>
9. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 8. С. 661. = Shibkov V.M., Shibkova L.V., Logunov A.A. // Plasma Physics Reports. 2018. V. 44. № 8. P. 754. <https://doi.org/10.1134/S1063780X18080056>
10. Leonov S.B., Savelkin K.V., Firsov A.A., Yarrantsev D.A. // High Temperature. 2010. V. 48. № 6. P. 896–902. <https://doi.org/10.1134/S0018151X10060179>
11. Firsov A., Savelkin K.V., Yarrantsev D.A., Leonov S.B. // Philos. Trans. R. Soc. A. 2015. V. 373. № 2048. <https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0337>
12. Firsov A.A., Kolosov N.S. // J Phys Conf Ser. 2021. V. 2100. № 1. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012017>
13. Leonov S.B., Elliott S., Carter C., Hought A., Lax P., Ombrillo T. // Exp Therm Fluid Sci. 2021. V. 124. P. 110355. <https://doi.org/10.1016/J.EXPTHERMFLUSCI.2021.110355>
14. Efimov A.V., Firsov A.A., Kolosov N.S., Leonov S.B. // Plasma Sources Sci Technol. 2020. V. 29. № 7. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/AB9C94>
15. Firsov A.A., Efimov A.V., Kolosov N.S., Moralev I.A., Leonov S.B. // J Phys Conf Ser. 2021. V. 2100. № 1. P. 012007. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012007>
16. Watanabe Y., Elliott S., Firsov A., Hought A., Leonov S. // J. Phys. D Appl. Phys. 2019. V. 52. № 44. P. 444003. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/AB352F>
17. Andrews P., Lax P., Leonov S. // Energies (Basel). 2022. V. 15. № 19. P. 7104. <https://doi.org/10.3390/EN15197104>
18. Ershov A.P., Kamenshchikov S.A., Kolesnikov E.B., Logunov A.A., Firsov A.A., Chernikov V.A. // Fluid Dy-

- namics. 2008. V. 43. № 4. P. 605.
<https://doi.org/10.1134/S0015462808040133>
19. Dvinin S.A., Ershov A.P., Timofeev I.B., Chernikov V.A., Shibkov V.M. // High Temperature. 2004. V. 42. № 2. P. 171.
<https://doi.org/10.1023/B:HITE.0000026147.82949.36>
 20. Moralev I., Kazanskii P., Bityurin V., Bocharov A., Firsov A., Dolgov E., Leonov S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2020. V. 53. № 42. P. 425203.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/AB9D5A>
 21. Rakhimov R.G., Moralev I.A., Firsov A.A., Bityurin V.A., Bocharov A.N. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1147. № 1. P. 012128.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1147/1/012128>
 22. Bityurin V.A., Bocharov A.N., Dobrovolskaya A.S., Kuznetsova T.N., Popov N.A., Filimonova E.A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2100. P. 012032.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012032>
 23. Tarasov D.A., Firsov A.A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2100. № 1. P. 012015.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012015>
 24. Gray M.D., Sirohi J., Raja L.L. // AIAA Aerospace Sciences Meeting. 2018. P. 2018-0935.
<https://doi.org/10.2514/6.2018-0935>
 25. Bourlet A., Labaune J., Tholin F., Pechereau F., Vincent-Randonnier A., Laux C.O. // AIAA Science and Technology Forum and Exposition, AIAA SciTech Forum 2022. 2022. P. 2022-0831.
<https://doi.org/10.2514/6.2022-0831>
 26. Kosarev I.N., Aleksandrov N.L., Kindysheva S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Y. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. № 3.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/3/032002>
 27. Kosarev I.N., Aleksandrov N.L., Kindysheva S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Y. // Combust Flame. 2009. V. 156. № 1.
<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2008.07.013>
 28. Filimonova E.A., Bityurin V.A. // XXXI ICPIG. 2013.
 29. Kosarev I.N., Kindysheva S.V., Momot R.M., Plastinin E.A., Aleksandrov N.L., Starikovskii A.Y. // Combust Flame. 2016. V. 165.
<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.12.011>
 30. Bocharov A.N., Bityurin V.A. LAP Lambert Academic Publishing, 2017. 228 p.
 31. Bityurin V.A., Bocharov A.N., Popov N.A. // Fluid Dynamics 2008 43:4. 2008. V. 43. № 4. P. 642.
<https://doi.org/10.1134/S0015462808040170>
 32. Bityurin V.A., Bocharov A.N. // Fluid Dynamics 2006 41:5. 2006. V. 41. № 5. P. 843.
<https://doi.org/10.1007/S10697-006-0100-5>
 33. Firsov A., Bityurin V., Tarasov D., Dobrovolskaya A., Troshkin R., Bocharov A. // Energies (Basel). 2022. V. 15. № 19. P. 7015.
<https://doi.org/10.3390/en15197015>
 34. Bityurin V.A., Bocharov A.N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. № 26. P. 264001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/AAC566>
 35. Park C. // J Thermophys Heat Trans. 1993. V. 7. № 3.
<https://doi.org/10.2514/3.431>
 36. Bityurin V.A., Bocharov A.N., Popov N.A. // 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2008.
<https://doi.org/10.2514/6.2008-1385>
 37. Benilov M.S., Naidis G.V. // J Phys D Appl Phys. 2003. V. 36. № 15. P. 1834.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/36/15/314>
 38. Leonov S.B., Yarantsev D.A., Napartovich A.P., Kochev I.V. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2006. V. 34. № 6. P. 2514–2525.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2006.886089>
 39. Ju Y., Sun W. // Prog Energy Combust Sci. 2015. V. 48. P. 21–83.
<https://doi.org/10.1016/j.pecs.2014.12.002>
 40. Filimonova E.A., Dobrovolskaya A.S. // Russ. J. Phys. Chem. B. 2023. V. 12 (in press).
 41. Filimonova E.A. // J. Phys. D Appl. Phys. 2015. V. 48. № 1.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/1/015201>