

Plasma-Assisted Ignition in the Flow-Through Combustion Chamber

Esakov I.I.¹, Ravaev A.A.¹, Grachev L.P.¹, Volobuev I.A.²

¹ Moscow Radiotechnical institute of Russian Academy of Science

² Saint-Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics (ITMO University), Saint-Petersburg, Russian Federation

Abstract. The work is aimed to the problem of the organization of combustion in a high-speed flow of a fuel mixture using subcritical streamer microwave discharges. The problem is relevant for engines using combustion at a constant volume, in high-speed subsonic and supersonic flow of the fuel mixture, as well as in detonation engines with forced ignition. The goal is to investigate the possibility of igniting of a series of attached subcritical microwave discharges located at some distance from each other in a high-speed stream near metal or dielectric screen, and also to investigate the ability of these discharges to ignite a fuel mixture. This goal is achieved by the fact that numerical calculations of microwave discharges near the screen are performed at a flow velocity of 5 m / s to 500 m / s. Then, the calculations are repeated for the fuel mixture with a fuel excess ratio η from 0.55 to 1.5. The results of calculations of a mixture of propane with air are compared with experiments that were carried out on an apparatus with a wavelength of $\lambda = 12.3$ cm with a microwave beam power of $P = 1$ kW and a microwave pulse duration of $\tau = 0.2$ sec. The significant result is that the deeply critical discharge connected to the resonator on the dielectric screen is not blown away by the high-speed flow and ignites the mixture. Importance - a microwave discharges ignite fuel over the entire speed range. The calculation results are confirmed by experiment.

Keywords: combustion chamber, detonation engine, constant volume combustion, plasma - associated combustion, supersonic flow combustion, microwave discharge, streamer discharge, nonequilibrium plasma.

DOI: 10.5281/zenodo.3562187

Combustia plasmatică într-o cameră de ardere prin flux

Esakov I.I.¹, Ravaev A.A.¹, Grachev L.P.¹, Volobuev I.A.²

¹Institutul de Inginerie Radio din Moscova al Academiei de Științe din Rusia,
Moscova, Federația Rusă,

²Universitatea Națională de Cercetări a Tehnologiilor Informaționale, Mecanică și Optică din Sankt Petersburg
(Universitatea ITMO),
Sankt Petersburg, Federația Rusă

Rezumat. Lucrarea este dedicată problemei aprinderii într-un flux de mare viteză a unui amestec de combustibil folosind descărcări strimer de microunde. Problema este relevantă pentru motoarele care utilizează combustia la un volum constant, în fluxul subsonic și supersonic de mare viteză al amestecului de combustibil, precum și în motoarele de detonare cu aprindere forțată. Scopul este de a cerceta posibilitatea de aprindere a descărcărilor de microunde subcritice atașate într-un flux de mare viteză în apropierea unui ecran metalic sau dielectric, precum și de a investiga capacitatea acestor descărcări de a aprinde un amestec de combustibil. Acest obiectiv este atins prin faptul, că se realizează calculele numerice ale descărcărilor de microunde în apropierea ecranului pentru vitezele de curgere între 5 m / s și 500 m / s. Se calculează concentrația de electroni, temperatura gazului și temperatura electronilor. Se determină caracterul descărcării privind faptul că există sau nu există descărcarea. La pasul următor se repetă calculele pentru amestecul de combustibil cu un raport de exces de combustibil η de la 0,55 până la 1,5. Un amestec de gaz lampat cu aer este înlocuit cu un amestec model. Se cercetează de asemenea un amestec de propan cu aer. Rezultatele calculelor unui amestec de propan cu aer sunt comparate cu experimentele efectuate pe o instalație cu o lungime de undă de $\lambda = 12,3$ cm cu o putere fascicului de microunde de $P = 1$ kW și o durată a impulsului cu microunde $\tau = 0,2$ sec. Cel mai semnificativ rezultat științific constă în faptul, că o descărcare subcritică profundă conectată la un inițiator localizat pe un ecran dielectric nu este suflată de un flux de mare viteză și aprinde cu stabilitate amestecul. Semnificația constă în faptul, că o descărcare aprinsă pe un rezonator în apropierea unui ecran dielectric sau metalic nu este suflată de un curent cu o viteză cuprinsă între 50 m / s și 500 m / s. Descărcarea la aceste viteze aprinde cu siguranță atât amestecului de combustibil bogat, cât și pe cel sărac. În apropierea limitei de concentrație „slabă” a combustiei se aprinde și arde numai combustibilul care a trecut direct prin descărcare. Rezultatele calculului sunt confirmate prin experiment.

Cuvinte-cheie: cameră de ardere, motor de detonare, ardere în volum constantă, combustie plasmatică, ardere într-un flux supersonic, descărcare de microunde, descărcare în flux, plasmă fără echilibru.

**Плазменное горение в проточной камере сгорания
Есаков И.И.¹, Раваев А.А.¹, Грачев Л.П.¹, Волобуев И.А.³**

¹Московский радиотехнический институт российской академии наук,
Москва, Российская Федерация,

²Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий,
механики и оптики (Университет ИТМО),
Санкт-Петербург, Российская Федерация

Аннотация. Работа посвящена проблеме поджигания в скоростном потоке топливной смеси при помощи подкритических стримерных СВЧ разрядов. Проблема актуальна для двигателей, использующих горение при постоянном объеме, в скоростном дозвуковом и сверхзвуковом потоке топливной смеси, а также в детонационных двигателях с принудительным поджиганием. Цель - исследовать возможность зажигания присоединенных подкритических СВЧ разрядов в скоростном потоке вблизи металлического или диэлектрического экрана, а также исследовать способность этих разрядов поджигать топливную смесь. Поставленная цель достигается тем, что выполняются численные расчеты СВЧ разрядов вблизи экрана при скорости потока от 5 м/с до 500 м/с. В расчетах вычисляется концентрация электронов, температура газа и электронная температура. Определяется сдувается разряд или нет. Затем расчеты повторяются для топливной смеси с коэффициентом избытка горючего η от 0,55 до 1,5. Смесь керосина с воздухом заменяется модельной смесью, также исследуется смесь пропана с воздухом. Результаты расчетов смеси пропана с воздухом сравниваются с экспериментами, которые проводились на установке с длиной волны $\lambda = 12,3$ см при мощности СВЧ пучка $P = 1$ кВт и длительности СВЧ импульсов $\tau = 0,2$ сек. Наиболее существенный научный результат состоит в том, что глубокоподкритический разряд, присоединенный к инициатору, расположенному на диэлектрическом экране, не сдувается скоростным потоком и уверенно поджигает смесь. Значимость - показано, что разряд, зажженный на резонаторе вблизи диэлектрического или металлического экрана не сдувается потоком со скоростью в пределах от 50 м/с до 500 м/с. Разряд при этих скоростях уверенно поджигает как богатую, так и бедную топливную смесь. Вблизи «бедного» концентрационного предела горения поджигается и горит только топливо, непосредственно прошедшее через разряд. Результаты расчетов подтверждены экспериментом.

Ключевые слова: камера сгорания, детонационный двигатель, горение при постоянном объеме, плазменное горение, горение в сверхзвуковом потоке, СВЧ-разряд, стримерный разряд, неравновесная плазма.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальна задача повышения эффективности сгорания топлива в относительно скоростных потоках. В настоящей работе рассматривается возможность создания и применения неравновесного СВЧ разряда для поджига и интенсификации горения топлив в высокоскоростных потоках [1, 2]. Создание плазмы разрядами различного вида, а также различные подходы к организации горения в присутствии холодной неравновесной плазмы рассмотрены в обзорных работах [3], [4], [5]. В типичных случаях в камере сгорания авиационного воздушно-реактивного двигателя скорость потока воздуха на входе составляет порядка 100-200 м/с. Возникает задача стабилизации горения топливно-воздушной смеси, повышения эффективности смешения топлива с воздухом, которая решается путем введения в поток фронтальных устройств с плохобтекаемыми телами, за которыми образуются области рециркуляции топливной смеси. Такие устройства хорошо отработаны, но они создают внутреннее газодинамическое и гидравлическое сопротивление, что снижает коэффициент полезного действия (КПД) двигателя.

Изучаются иные способы стабилизации горения скоростного потока, например, помещением в поток линейки СВЧ разрядов. В работе [6] показано, что подкритический стримерный разряд в отличие от диффузного разряда равного размера эффективно поглощает энергию СВЧ излучения, быстро разогревается и поджигает топливную смесь при достаточно больших скоростях потока.

При этом энергоэффективность такого разряда существенно выше иных способов [7] создания плазмодов и стабилизации с их помощью горения.

КПД газотурбинного двигателя или энергетической установки увеличивается по мере снижения доли топлива в составе сжигаемой топливно-воздушной смеси [8], поэтому современной тенденцией является переход к сжиганию всё более бедных топливных смесей вплоть до достижения режима так называемого «холодного» горения, когда выделяется не более 20% энергии, запасенной в топливе. В предыдущих работах авторов было показано, что в среде холодной неравновесной плазмы возможно горение с концентрацией топлива ниже «бедного» предела горения, см. также работу [9].

По мере повышения скорости полета летательного аппарата увеличивается и оптимальная скорость потока сжигаемой топливной смеси. Сжигание топлива в скоростных потоках сопровождается значительными трудностями. Начиная со скорости полета летательного аппарата, соответствующей числу Маха $M=6$ (число Маха - отношение скорости к местной скорости звука), сжигание должно происходить в сверхзвуковом потоке топливной смеси. Такую смесь необходимо предварительно сжать в изоэнтропических волнах сжатия [10] или оптимальных ударно-волновых структурах [11].

Рассматриваются также различные концепции двигателей, работающих по термодинамическому циклу горения при постоянном объеме или детонационного горения [12]. При этом может поджигаться сверхзвуковой поток, набегающий на стационарную ударно-волновую структуру, либо по покоящейся топливной смеси распространяться детонационная волна [13]. Такие задачи отличаются друг от друга только способом вычисления температуры торможения за фронтом горения. Потенциально детонационные двигатели на 20-25% превосходят по КПД обычные газотурбинные двигатели, работающие по циклу Брайтона горения при постоянном давлении, поэтому к ним последние 30 лет приковано большое внимание. Особенно популярна концепция ротационного детонационного двигателя (rotational detonation engine - RDE). Однако еще никому не удалось создать RDE, превосходящий по КПД двигатель с термодинамическим циклом Брайтона. Причина, как показано в работе [14], заключается в том, что в RDE образуется не сплошная прямая детонационная волна, а более сложная система,

состоящая из тройных конфигураций ударных волн. Оптимальные с точки зрения повышения полного давления тройные конфигурации [15,16] в RDE реализовать не удается. Наоборот, после возникновения детонации ударно-волновая структура в процессе своего движения по кольцевому зазору камеры сгорания RDE подстраивается таким образом, что количество выделяемой энергии детонирующей топливной смеси стремится к минимуму, а не максимуму.

Представляется привлекательным и в этом случае использовать подвижный фронт горения в неподвижном потоке топливной смеси или наоборот неподвижный фронт в скоростном потоке, создаваемый, например, разветвленным стримерным разрядом. Такой метод называется слабой детонацией и может быть реализован при помощи подкритического стримерного разряда [17] (рис.1). Предыдущие работы коллектива показали, что это возможно, но затраты энергии на создание стримерного разряда с развитой структурой при этом слишком велики, что делает такую схему нерациональной для применения в камерах сгорания энергетических установок.

Цель работы - исследовать возможность зажигания присоединенных подкритических СВЧ разрядов в скоростном потоке вблизи металлического или диэлектрического экрана, а также способность этих разрядов поджигать топливную смесь.

Ниже излагаются результаты исследования в соответствии со сформулированной целью, наиболее существенный научный результат состоит в том, что глубоководкритический разряд, присоединенный к инициатору,

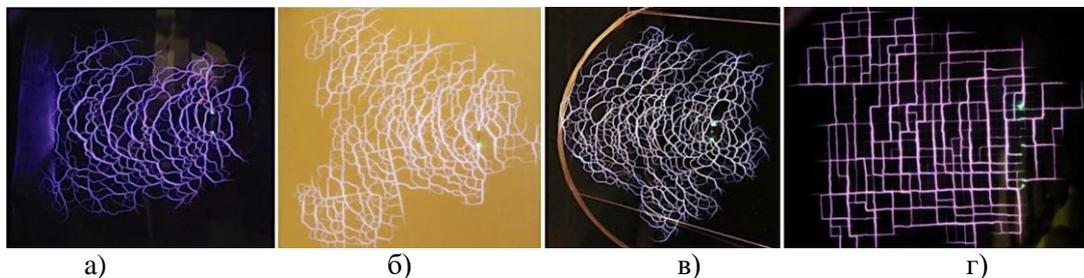


Рис.1. Стримерный СВЧ разряд в свободном пространстве (а), на поверхности из текстолита (б) и стекла (в), на капровой сетке (г).¹

I. МОДЕЛИ И МЕТОДЫ

расположенному на диэлектрическом экране, не сдувается скоростным потоком и уверенно поджигает смесь.

Полная нестационарная математическая модель формирования стримерного разряда в поле электромагнитного импульса СВЧ излучения, а также поджигания этим разрядом

¹ Appendix 1

топливной смеси и её последующего горения весьма сложна. В рамках настоящего исследования сделано несколько упрощений.

Для расчета химической кинетики горения смеси пропан - воздух используется так называемая квази-глобальная модель горения [18], включающая 12 компонентов (C_3H_8 , O , H , OH , O_2 , N_2 , H_2 , CO , H_2O , HO_2 , H_2O_2 , CO_2), одну глобальную реакцию



и элементарные реакции, взятые из детального химического механизма [19]. Скорость реакции (1) определяется по формуле

$$\omega = A \cdot \exp(-E / RT) [C_3H_8]^\alpha [O_2]^\beta. \quad (2)$$

В формуле (2) эмпирические константы равны: $A = 1.5 \cdot 10^{12}$, $E = 30$ ккал/моль, $\alpha = 0.1$, $\beta = 1.65$; R - газовая постоянная, T - температура в градусах Кельвина. В настоящее время жидк керосин является основой широко используемых авиационных и ракетных реактивных топлив. Основной трудностью является моделирование первой стадии процессов – переход керосина и продуктов его сгорания в газовую фазу. Часто достаточно иметь возможность получения газового состава, эквивалентного составу сгоревшего керосина. Эта возможность может быть реализована при моделировании сгорания жидкого авиационного керосина сгоранием смеси газообразных топлив, при котором образуется газ такого же состава и с такими же параметрами, как и при сгорании авиационного керосина в газовой фазе.

Горение паров газообразного керосина в воздухе в рамках настоящей работы заменяется в расчетах горением модельной

смеси метана CH_4 и ацетилена C_2H_2 , как это рекомендовано в работе [20]. Для горения также используется квазиглобальная модель горения.

Поскольку при горении топлива температура может существенно превышать 1000К в рамках настоящей работы используется формула, в которой учитывается зависимость показателя адиабаты от температуры [21]

$$\gamma(T) = 1 + \frac{\gamma_i - 1}{1 + (\gamma_i - 1)} \left[\left(\frac{\theta}{T} \right)^2 \frac{e^{\theta/T}}{(1 - e^{\theta/T})^2} \right]. \quad (3)$$

В формуле (3) γ_i - показатель адиабаты при нормальных условиях, а θ - энергетическая постоянная, равная 3056,4 К. При больших температурах выражение (3) имеет свой предел. Например, при $\gamma_i = 1.4$ зависимость $\gamma(T)$ стремится к 1.286.

Как показали предыдущие исследования [22], глубоко подкритический разряд имеет такую же природу, что и стримерный подкритический разряд с развитой пространственной структурой, но стримеры не выходят за пределы плазменного образования. Это позволяет использовать для расчета модель формирования стримеров и поглощения ими энергии электромагнитного СВЧ излучения [23].

Показано, что при внешней схожести с диффузным разрядом, присоединенный глубоко подкритический стримерный разряд эффективно нагревается СВЧ излучением, а диффузный разряд СВЧ излучение не поглощает и остается холодным [24]. В условиях резонанса в проводнике возникает большой индуцированный ток, а в окрестности инициатора происходит ионизация газа, образуются плазменные каналы, сильно нагревающие окружающий газ. Если перегретый канал не может вырваться за пределы диффузного облака, то разряд остается присоединенным. Если напряженность достаточно большая, то из перегретого канала развивается пространственная древовидная структура, показанная на рис.1. В настоящей работе рассматривается случай, когда стример остается внутри плазменного образования.

Резонатор располагается на некотором расстоянии от проводящего экрана (рис.2-а), а в случае диэлектрического экрана - прямо на его поверхности со стороны СВЧ излучения (рис.2-б) или с обратной стороны (рис.2-в).

Резонатор - металлическая проволока или полоска металла. Чем меньше радиус законцовки a и чем ближе резонатор к экрану, тем больше коэффициент усиления поля K_E .

В случае диэлектрического экрана резонатор можно разместить непосредственно на поверхности (см. рис.2-б, в). Максимум интенсивности поля в этом случае будет в пространстве, образованном поверхностью экрана и радиусной законцовкой резонатора.

Хотя слой диэлектрика ослабляет поле и коэффициент усиления K_E в случае, показанном на рис. 2-в ниже, чем в случае рис.2-б, такой вариант для камеры сгорания актуален, поскольку позволяет отделить волновод и источник СВЧ излучения от зоны горения.

Ранее в работах авторов были получены численные результаты расчета K_E и их аппроксимация для резонатора в свободном пространстве. Выполнен расчет скорости распространения стримера, его диаметра.

Показано расчетным путем и доказано экспериментально, что стримерный разряд с развитой пространственной структурой как в свободном пространстве (рис.3), так и на поверхности экрана (рис.4) не сдувается потоком со скоростью до 1 км/с, а лишь слегка размывается. При постановке задачи расчета поджигания топливной смеси присоединенным глубокоподкритическим разрядом, когда стримеры не выходят за пределы плазменного облака, возникает вопрос - а не сдует ли такой разряд скоростным потоком.

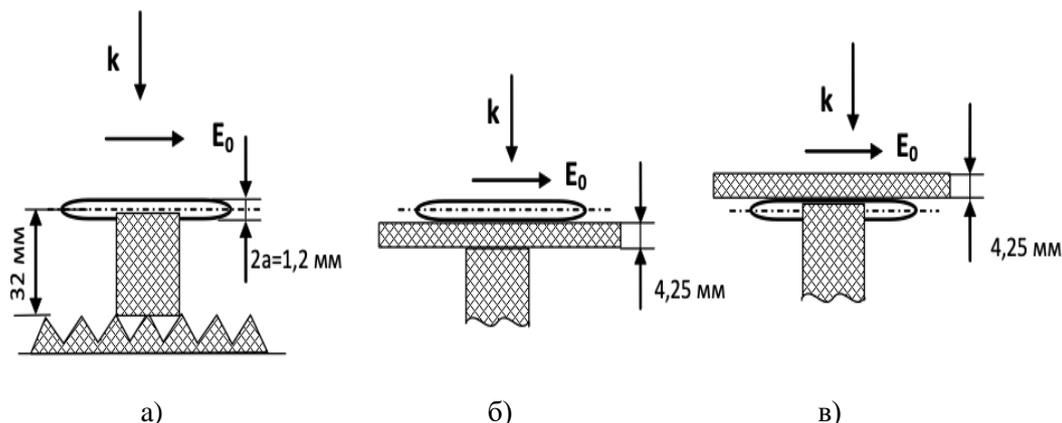


Рис.2. Схема размещения инициатора СВЧ разряда в проточной камере сгорания над металлическим экраном (а), на диэлектрическом экране (б), под диэлектрическим экраном (в).²

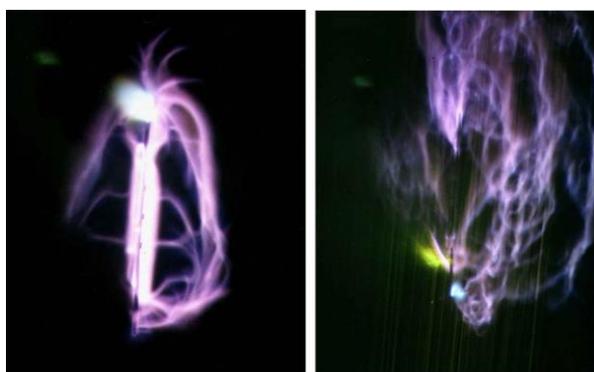


Рис. 3. Развитый стримерный разряд, зажженный на инициаторе в неподвижном воздухе (а) и в сверхзвуковом потоке воздуха с $M=2$ при давлении $p=133$ кПа, при напряженности исходного электрического поля $E_0=1,7$ кВ/см, $\lambda=8,9$ см.³

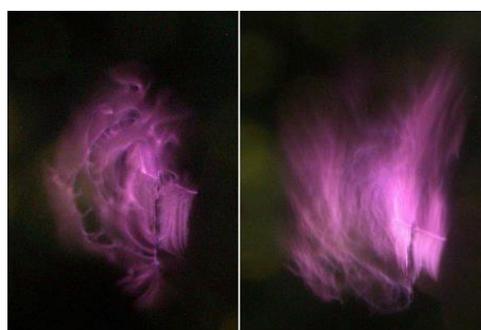


Рис.4. Стримерный разряд на поверхности диэлектрика в неподвижном воздухе (а) и в потоке с $M=2$, $E_0=3,7$ кВ/см, $\lambda=8,9$ см.⁴

Однако СВЧ поле - периодическое и задача сводится к уравнению Гельмгольца в форме интегрального уравнения Поклингтона [25].

Наличие экрана усложняет задачу расчета. В общем случае, для моделирования резонансных процессов нужно использовать уравнения газовой динамики и уравнения Максвелла для термодинамически неравновесной плазмы в трехмерной постановке.

$$E(z) = E_0(z) + i \frac{4\pi}{c} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma' E(z') F(\sigma', a') \dots$$

$$G(z, z', a) dz',$$

$$G(z, z', a) = \frac{\exp(ikR)}{k^3 R^3} \left((1-ikR) \left(2 - 3 \frac{a^2}{R^2} \right) \dots \right),$$

$$F(\sigma) = \frac{ka}{2\sqrt{1+i\frac{4\pi \cdot \sigma}{\omega}}} \cdot J_1 \left(\sqrt{1+i\frac{4\pi \cdot \sigma}{\omega}} \right), \quad (4)$$

$$R = \sqrt{a^2 + (z-z')^2}.$$

В уравнении (4) $E(z)$ - комплексная амплитуда электрического поля на оси плазменного канала ($r=0$), σ - электрическая проводимость, ω - круговая частота, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число, F - функция, учитывающая скин - эффект, J_1 - функция Бесселя.

Как указано в работе [26] поглощение энергии и разогрев окружающей среды производится только стримером, а не всем диффузным плазмойдом, следовательно, для тонкого стримера уравнения могут быть заменены на обыкновенные дифференциальные уравнения. И, при отсутствии сносщегося потока, задача решения уравнений плазмотоники сводится к одномерной.

Ранее авторами в такой постановке на основе методики, изложенной в работе [27], были получены решения для радиуса стримера, скорости его распространения, плотности поглощаемой энергии излучения. В трехмерном случае и при наличии сносщегося потока приходится решать полную систему уравнений.

Как известно, плазма разряда в общем случае термодинамически не является равновесной средой. Энергия электромагнитного поля воспринимается прежде всего электронами и затем через упругие и неупругие столкновения передается тяжелой составляющей.

Поэтому необходимо рассмотреть двухтемпературную модель плазмы, различающую температуру электронов и температуру тяжелого компонента.

Электронная температура определяет многие константы реакций. Она определяет константы в уравнении баланса ионизации, частоты ионизации, присоединения, рекомбинации и так далее. Электронная температура

определяет время релаксации в энергообмене между электронными и тяжелыми компонентами, потери на рекомбинацию и тормозное излучение, активное и реактивное сопротивление плазмы.

Диссоциация молекулярного газа зависит, в основном, от температуры тяжелых компонентов и в разработанной модели учитывается через уравнение ионизации Саха.

Теплоемкость и теплопроводность тяжелых компонентов определяются в предположении их термодинамического равновесия, характеризующегося температурой газа. В этом же предположении определяются теплопроводность, коэффициент диффузии и теплоемкость электронных компонентов.

После прохождения реакции горения число молекул практически не изменяется, что позволяет использовать уравнение состояния воздуха для описания процессов в воздушно-пропановой смеси.

Полная система уравнений выглядит следующим образом

Уравнение баланса ионизации:

$$c_{vg}(\psi, \rho, T_e, T_g) \frac{dT_g}{dt} = -T_g \nabla \cdot V + \nabla \cdot (Q_g(\psi, \rho, T_e, T_g) \nabla T_e) + \frac{T_e - T_g}{\tau_{eg}(\psi, \rho, T_e, T_g)} + \frac{h}{\tau_h(\rho, T_g)} \quad (5)$$

В (5) ψ - коэффициент ионизации; ν_i - сумма частот ионизации, присоединения электронов и рекомбинации; n - плотность электронного газа (концентрация электронов); T_e - температура электронов; T_g - температура газа; D_e - коэффициент диффузии электронов.

Уравнение баланса мощности (энергии) для электронного газа:

В (6) c_{ve} - удельная теплоемкость электронного газа при постоянном объеме, u - скорость потока; τ_{eg} - время химической релаксации электронного газа; E - амплитуда электрического поля.

$$c_{ve} \frac{dT_e}{dt} = -T_e \nabla \cdot u + \nabla \cdot (Q_e(\psi, n, T_e, T_g) \nabla T_e) + \frac{T_g - T_e}{\tau_{eg}(\psi, n, T_e, T_g)} + \frac{\sigma(\psi, n, T_e, T_g) \cdot |E|^2}{n} \quad (11)$$

Уравнение баланса мощности тепловой Q энергии для газа:

$$c_{vg}(\psi, \rho, T_e, T_g) \frac{dT_g}{dt} = -T_g \nabla \cdot V + \nabla \cdot (Q_g(\psi, \rho, T_e, T_g) \nabla T_e) + \frac{T_e - T_g}{\tau_{eg}(\psi, \rho, T_e, T_g)} + \frac{h}{\tau_h(\rho, T_g)} \quad (7)$$

В (7) c_{vg} - удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, ρ - плотность газа, h - внутренняя энергия.

Уравнение движения для газа:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \cdot \nabla(\rho T_g + \psi n T_e). \quad (8)$$

Уравнение неразрывности для газа:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot u. \quad (9)$$

Уравнение релаксации внутренней химической энергии для газа:

$$\frac{dh}{dt} = -\frac{h}{\tau_h(\rho, T_g)}. \quad (10)$$

В (10) τ_h - время релаксации химической энергии.

Уравнение Максвелла для электромагнитного поля:

В (11) - H - амплитуда магнитного поля, c - скорость света. Решая систему (5-11) численно, можно рассчитать параметры разряда, температуру электронов T_e и газа T_g , причем с учетом сноса плазмы спутным потоком газа.

$$\nabla \times H = \left(\frac{4\pi\sigma}{c} - i \frac{\omega}{c} \right) \cdot E,$$

$$\nabla \times E = -i \frac{\omega}{c} \cdot H$$

Рассмотрим модель подвода тепла и воспламенения топливной смеси. При высокой температуре возбуждаются колебательные степени свободы молекул, могут происходить диссоциация и ионизация.

В воздухе диссоциация кислорода начинается при $T = 2000$ К, а азота - при $T = 4000$ К. Образование свободных электронов в процессе ионизации имеет место при $T > 10000 - 12000$ К.

В рассматриваемом случае продолжительность разряда τ полагалась примерно равной или чуть большей времени индукции модельной топливной смеси, что позволяло рассматривать процесс «разряд - индукция - горение» как квазинепрерывный.

Поскольку к началу воспламенения высокотемпературные процессы в разряде уже заканчиваются, а горение пропан-воздушной смеси происходит при температурах порядка 1200К, то все перечисленные выше эффекты в расчетах можно не учитывать.

Таким образом, задача постановки начальных условий для каждого периода горения состоит в расчете разряда, температуры электронов T_e и газа T_g в сносящий потоке, а также вычисления подведенного за время τ количества тепла q . За время τ стример поглощает излучение [25]

$$Q_s = c \cdot \frac{E_0^2}{4 \cdot \pi} \cdot S_a \cdot \tau, \quad (12)$$

где c - скорость света, E_0 - эффективная напряженность поля, S_a - эффективное сечение поглощения.

Тогда задача сводится к нахождению среднего за время импульса S_a в сносящий потоке. В общем случае, для этого необходимо решить систему (5-11) на промежутке времени $[0, \tau]$.

$$R_s = 11.1 \cdot \frac{\sqrt{\lambda \cdot \ln\left(\frac{30 \cdot p}{E}\right)}}{p}, \quad (13)$$

$$q = 2.2 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\lambda^{\frac{3}{2}} \cdot p \cdot E}{c_p \cdot \sqrt{\ln\left(\frac{30 \cdot p}{E}\right)}}. \quad (14)$$

В формулах (13-14) длина волны λ - в см, давление p в торр, E - напряженность поля в В/см, c_p - теплоемкость при постоянном давлении. В покоящейся среде плазмид имеет сферическую форму с радиусом, равным радиусу Дебая R_e , откуда следуют, удобные для постановки начальных условий формулы:

Канал подсоединялся к вакуумной камере.

Модель мгновенного подвода тепла [27] в данном случае неприменима, т.к. процесс во

времени сопоставим с длительностью индукции топливной смеси, а параметры температуры (электронной и температуры газа) и количество подводимого в единицу времени тепла q изменяются во времени.

Расчеты сравнивались с результатами экспериментов, которые проводились на установке с $\lambda=12,3$ см, схема которой приведена на рис.5.

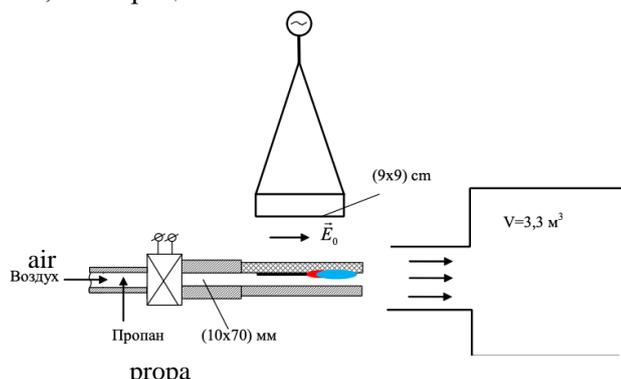


Рис.5. Схема постановки эксперимента с аэродинамической трубой вакуумного типа.⁵

II. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты выполнялись в следующей последовательности. Сначала для каждого из типов экрана находилась резонансная длина вибратора L_{res} при его размещении вблизи поверхности экрана, на его поверхности, под ней и в свободном пространстве. Вычислялись коэффициенты усиления поля K_E . Затем для резонансных длин вибратора производился расчет развития разряда и разогрева плазмы в потоке газа. По характеру роста температуры и поглощения разрядом энергии определялась модель подвода энергии к топливной смеси. После этого выполнялся расчет воспламенения топливной смеси при различном соотношении горючего и топлива.

Выполненные расчеты резонансной длины вибратора выявили следующее. В свободном пространстве вибратор пробивал воздух при давлении примерно 370-380 торр.

При помещении вибратора над металлическим экраном в пучность поля на расстоянии $h = \lambda/4$ от экрана пробой происходил при атмосферном давлении. С приближением вибратора к металлическому экрану на расстояние меньше чем $h \ll \lambda/4$ коэффициент усиления K_E заметно увеличивается по сравнению

с вибратором в свободном пространстве. При этом резонансная длина вибратора растет.

При размещении вибратора непосредственно на поверхности диэлектрического экрана из плексигласа толщиной 4.25 мм поле в зазоре между концом резонатора и экраном в два с лишним раза выше, чем на концах вибратора, размещенного у экрана или вдали от него (рис.6).

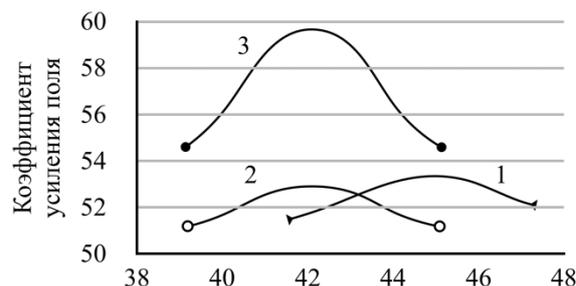


Рис.6. Зависимость коэффициента усиления от длины вибратора L , $\lambda=12,3$ см, на концах вибратора в свободном пространстве (1), на концах вибратора (2) и в зазоре между вибратором и экраном (3) при размещении вибратора на поверхности экрана из плексигласа.⁶

Постепенное удаление вибратора от экрана приводит к уменьшению поля в зазоре между ним и экраном. Любопытно, что

уменьшение расстояния между диэлектрическим экраном и вибратором приводит к уменьшению резонансной длины, а не к её увеличению, как в случае с металлическим экраном.

Так резонансная длина в свободном пространстве примерно 54.2 мм, а на экране из плексигласа только 45.2 мм, из керамики – 34.5 мм. Для керамики, измеренные на рабочей частоте f диэлектрическая проницаемость $\varepsilon=10.3$ и тангенс угла диэлектрических потерь $tg\delta=0.015$, для плексигласа: $\varepsilon = 2.5$ и $tg\delta = 0.01$.

Размещение вибратора под экраном приводит к ослаблению поля и увеличению L_{res} . Максимальное значение поля в зазоре линейно увеличивается с уменьшением частоты от 257 В/м (2.8 ГГц) до 490 В/м (2.1 ГГц), см. рис.6. При частоте использовавшегося в экспериментах генератора 2.45 ГГц $E > 350$ В/м.

Пробой наступает при атмосферном давлении, усиление поля слабо зависит от того, над экраном помещен вибратор или под ним. Таким образом, усиление поля вибратором, помещенным на диэлектрический экран примерно эквивалентно вибратору, закрепленному над металлическим экраном на расстоянии $h = \lambda / 4$.

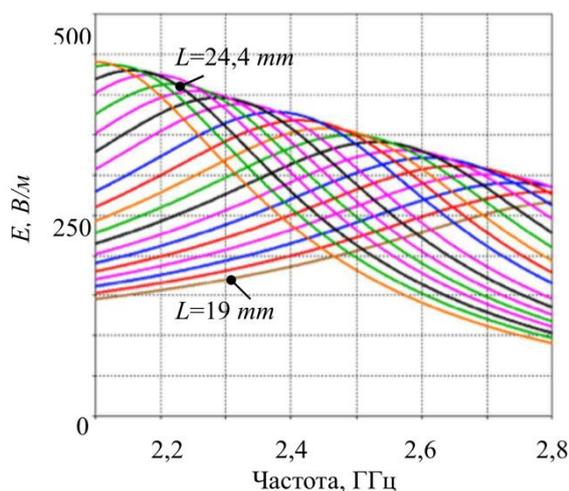


Рис.7. Зависимость напряженности E поля в зазоре между вибратором и экраном из плексигласа от частоты СВЧ излучения при различных длинах вибратора L от 19 мм до 24.4.⁷

Для контроля численной методики были выполнены расчеты для условий, приведенных в [23,25,26], скорость потока 1 км/с, $\lambda = 8.9$ см. Мощность генератора составляла 1

МВт. Расчеты выполнялись для $E_0 = 2-7$ кВ/см. Инициатор располагался сначала в свободном пространстве, а затем на расстоянии $h = \lambda / 4$ над металлическим экраном. Коэффициент усиления K_E изменялся от 6 до 25 путем изменения длины резонатора.

Получены следующие результаты. В первые 2-3 мкс резко растет энергоподвод к разряду и температура перегретого плазменного канала. Величина температуры зависит от типа реализуемого разряда. При примерно одинаковом значении E на резонаторе, более пространственно развитую структуру имеет разряд, реализуемый в поле с большим E_0 и меньшим K_E . Добавление металлического экрана приводит к удвоению пика температуры, которая может достигать 9000К.

Уже через несколько мкс поглощение разрядом мощности СВЧ излучения P_h начинает падать и через 30-40 мкс устанавливается асимптотическое значение, которое не зависит от типа разряда (см. рис.7). Температура газа в перегретом канале разряда остается примерно на постоянном уровне, который составляет 3500-3700К. Размеры плазменного облака (продольные и поперечные) примерно пропорциональны E_0 .

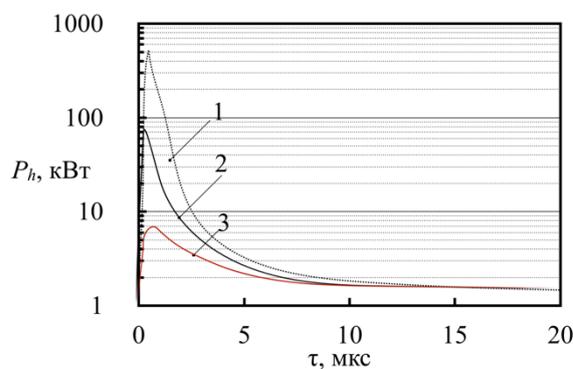


Рис.8. Зависимость поглощаемой разрядом мощности СВЧ излучения от времени для стримерного разряда с развитой пространственной структурой в начальный момент времени (1), для глубоко подкритического разряда (3), для разряда переходного между (1) и (3) типа (2).⁸

Поскольку время индукции топливной смеси составляет порядок десятков мс, то процесс подвода энергии можно считать квазистационарным.

Из рис.7 следует, что развитая пространственная стримерная структура играет роль

^{7,8}Appendix 1

первые 5-10 мкс, далее нагрев газа от первоначальной структуры разряда не зависит.

Таким образом, имеет смысл использовать как можно меньшую величину E_0 и как можно больший коэффициент усиления K_E . Предложенная в [26] простая оценка значения радиуса горячего следа R_s в квазистационарном режиме для присоединенного разряда

$$R_s = \sqrt{\frac{P_h}{\pi u_{fl} h_0} \left(\frac{T_{g0}}{T_g} \right)^\gamma} \quad (15)$$

является вполне адекватной. В формуле (15) γ - эффективный показатель адиабаты, u_{fl} - скорость набегающего потока, h_0 - полная энтальпия, T_{g0} - начальная температура торможения. Из формулы следует очевидный вывод - при постоянной температуре в перегретом канале, для сохранения постоянной площади поджигания с увеличением скорости потока нужно пропорционально увеличивать подводимую мощность.

Так, при порядке радиуса $R_s = 2-3$ мм и типичной температуре $T_g = 3000K$ увеличение скорости топливной смеси с единиц м/с до 1 км/с должно сопровождаться увеличением мощности, поглощаемой разрядом с 3-4 Вт до 2-3 кВт. Иначе разряд сдувается потоком.

Далее были выполнены расчеты для генератора с $\lambda=12,3$ см при мощности СВЧ излучения $P=1-1.5$ кВт.

Расчеты выполнялись для вибратора резонансной длины $L_{res} = 60$ мм, размещенного на расстоянии $h = \lambda/4$ от алюминиевого экрана, для для вибратора резонансной длины $L_{res} = 48$ мм, размещенного на экране из плексигласа и с $L_{res} = 34,7$ мм на экране из корунда. Скорость потока изменялась от 20 м/с до 500 м/с (20, 50, 100, 200, 500).

Результаты расчетов сравнивались с экспериментами, которые проводились на установке, схема которой приведена на рис.5. На рис.9 приведены фотографии разрядов над алюминиевым экраном при различной скорости потока.

Область разряда была накрыта сверху прозрачным листом плексигласа, как показано на рис.5. Порядок длины разряда: около 1 см при скорости 1 м/с и порядка 3 м/с при 500 м/с.

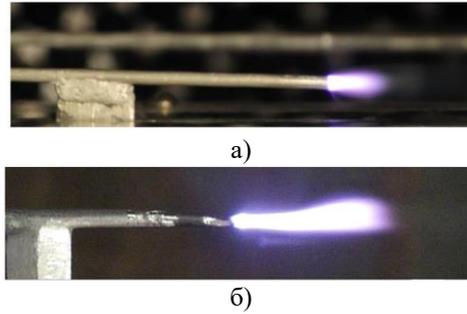


Рис.9. Фото разряда в потоке воздуха со скоростью 1,5 м/с (а) и 500 м/с (б), расположенном на расстоянии $h = \lambda/4$ от алюминиевого экрана.⁹

Затем были выполнены эксперименты с инициаторами установленным под листом корунда. Скорость потока также была до 500 м/с. В этих экспериментах и последующих расчетах обеспечивалось значение напряженности поля на полюсах вибратора $E_0 = 350$ В/см. Измеренные в ходе эксперимента давления пробоя в обоих случаях подтвердили, что выбранный способ размещения вибраторов обеспечивает коэффициент усиления K_E около 150 (150 в расчетах и 148 по результатам эксперимента). Таким образом, при мощности источника СВЧ излучения 1 кВт численными расчетами и экспериментом показано, что зажигаемые на площади 9 x 9 см глубоко подкритические разряды не сдуваются потоком воздуха вплоть до скоростей 500 м/с.

Расчетные размеры разрядов: диаметр от 1-1.5 мм при скорости 1.5 м/с до 2.5-5 мм при скорости 500 м/с. Температура разряда - более 3000K. Поглощаемая разрядом мощность растет с увеличением скорости и, соответственно, размеров разрядов, в пределах от примерно 15 до 60 Вт.

В завершении были выполнены эксперименты по поджогу пропановой смеси серией глубоко подкритических разрядов размещенных под листом плексигласа над алюминиевым экраном (рис.10-а) и под корундовым экраном (рис.10-б). Разряд уверенно воспламенял поток при скорости до 500 м/с, но горение происходило только в непосредственно в ядре горячего следа разряда. Сам разряд имел характерный поперечный размер 5 мм. При небольших скоростях за разрядом образовывалось пламя, типичное для газовой горелки (рис.11). Из результатов расчетов разрядов в потоке получались размеры плазменного образования, распределение температуры и плотности подвода энергии.

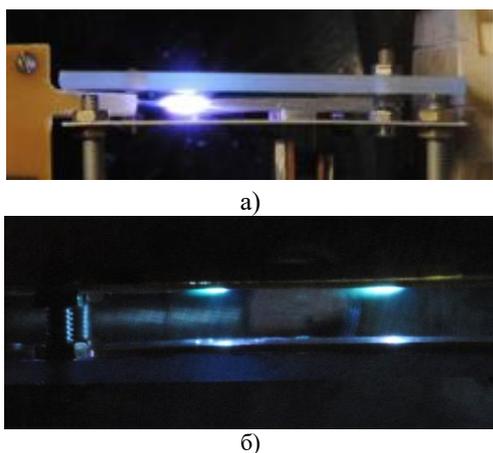


Рис.10. Фото поджигания стехиометрической смеси пропана с воздухом глубоко подкритическим присоединенным разрядом в потоке со скоростью 500 м/с, при размещении инициатора на расстоянии $\frac{1}{4}$ длины волны от алюминиевого экрана (а) и непосредственно на поверхности экрана из корунда (б), на фото поток течет справа налево.¹⁰

Далее полагалось, что эти величины остаются постоянными, и они использовались для задания начальных условий для горения. Наличие в потоке электронов, влечение УФ излучения не учитывалось.

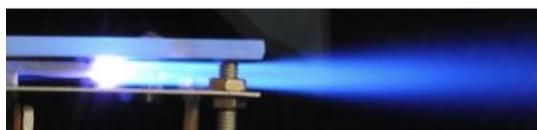


Рис.11. Фото поджигания стехиометрической смеси пропана с воздухом глубоко подкритическим присоединенным разрядом в потоке со скоростью 30 м/с, при размещении инициатора на расстоянии $\frac{1}{4}$ длины волны от алюминиевого экрана, на фото поток течет слева.¹¹

При умеренной скорости потока (20 м/с) и стехиометрическом соотношении топлива и воздуха получено очень хорошее совпадение результатов расчетов и эксперимента (см. рис.12).

Анализ результатов расчетов и их сравнение с результатами экспериментов позволил сделать следующие выводы.

Картина течения, образующаяся при поджигании топливной смеси присоединенным глубоко подкритическим разрядом, подобна идеальной горелке.

Моделирование разряда возможно заменой бесконечно тонким диском, к которой подводится энергия.

При нормальном соотношении топлива и окислителя, не слишком сильно отличающегося от стехиометрического, чисто термический механизм воспламенения хорошо объясняет получающуюся картину течения. Температура внутри разряда настолько велика, что внутри него горит даже очень бедная смесь с коэффициентом избытка пропана 0.2 (см. рис.13). При выходе из разряда горение прекращается. При бедных топливных смесях результаты эксперимента и расчетов существенно отличаются, следовательно, наличие УФ излучения и свободных электронов оказывают существенное влияние на процессы химического окисления топлива

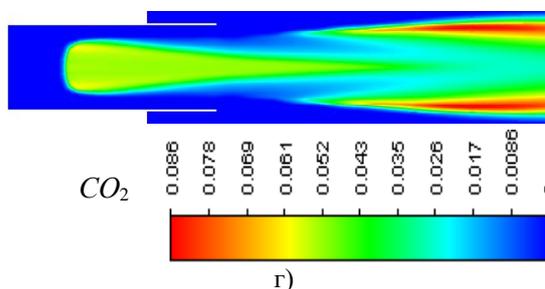
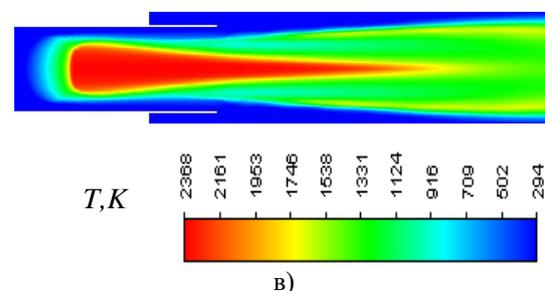
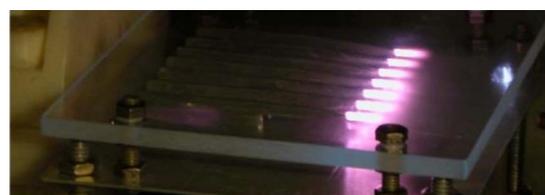


Рис.12. Сравнение результатов экспериментов горения разряда в воздухе (а) и в стехиометрической смеси пропана с воздухом (б) с результатами расчета поля температуры (в), поля концентрации CO_2 (г). Скорость потока 20 м/с. Средний радиус разряда 2 мм, мощность тепловыделения разряда около 30 Вт.¹²

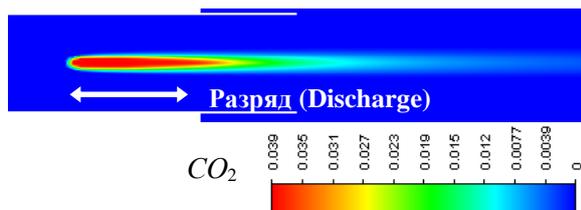


Рис.13. Концентрация продуктов горения в следе разряда, коэффициент избытка пропана 0.2, скорость 20 м/с.¹³

При концентрации топлива ниже «бедного» концентрационного предела мощности, подводимой от разряда к топливной смеси, не хватает для её поджигания, если не учитывать наличие плазмы и УФ излучения, т.е. чисто термический механизм не позволяет объяснить экспериментально наблюдаемое горение экстремально бедных смесей.

Чтобы разряд не сдувался и горение происходило устойчиво, необходимо увеличивать мощность, подводимую к резонатору пропорционально увеличению скорости (см. формулу 15).

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования выявили ряд важных фактов. Наиболее существенный научный результат состоит в том, что глубокоподкритический разряд, присоединенный к инициатору, расположенному на диэлектрическом экране, не сдувается скоростным потоком и уверенно поджигает смесь. Разряд, зажженный на резонаторе вблизи диэлектрического или металлического экрана не сдувается потоком со скоростью в пределах от 50 м/с до 500 м/с. Разряд при этих скоростях уверенно поджигает как богатую, так и бедную топливную смесь. При дозвуковых скоростях факел распространяется в строгом соответствии с законами распространения ламинарного фронта пламени. При сверхзвуковых скоростях горение происходит в пределах конуса Маха, опирающегося на область разряда.

Вблизи «бедного» концентрационного предела горения поджигается и горит только топливо, непосредственно прошедшее через разряд. Результаты расчетов подтверждены экспериментом. Характер горения зависит от плотности энергии в области разряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, Соглашение № 14.577.21.0277 (ЭБ 075-15-2019-9 15), уникальный идентификатор

прикладных научных исследований – RFMEFI57717X0277.

APPENDIX 1 (ПРИЛОЖЕНИЕ 1)

¹Fig.1. Streamer microwave discharge in free space (a), on the surface of textolite (b) and glass (c), on a nylon mesh (d).

²Fig.2. Scheme of the initiator of the microwave discharge in the flowing combustion chamber above the metal screen (a), on the dielectric screen (b), under the dielectric screen (c).

³Fig.3. Spatial streamer discharge ignited on the initiator in still air (a) and in a supersonic air stream with $M = 2$ at a pressure $p = 133$ kPa, with an initial electric field strength of $E_0 = 1.7$ kV / cm, $\lambda = 8.9$ cm.

⁴Fig.4. Streamer discharge on the dielectric surface in still air (a) and in a stream with $M = 2$, $E_0 = 3.7$ kV / cm, $\lambda = 8.9$ cm.

⁵Fig.5. Experimental setup.

⁶Fig.6. The function of the gain on the length of the vibrator L , $\lambda = 12.3$ cm, at the ends of the vibrator in free space (1), at the ends of the vibrator (2) and in the gap between the vibrator and the screen (3) when placing the vibrator on the surface of the screen made of plexiglass.

⁷Fig.7. Relation of the field strength E in the gap between the vibrator and the plexiglas screen on the microwave radiation frequency for various vibrator lengths L from 19 to 24.4 mm.

⁸Fig.8. Relation of the microwave radiation power absorbed by the discharge on time for a streamer discharge with a developed spatial structure at the initial instant of time (1), for a deeply subcritical discharge (3), for a transitional discharge between (1) and (3) type (2).

⁹Fig.9. Photo of a discharge in an air stream at a speed of 1.5 m / s (a) and 500 m / s (b) located at a distance of $h = \lambda / 4$ from the aluminum screen.

¹⁰Fig.10. Photo of burning a stoichiometric propane-air mixture with a deeply subcritical attached discharge at a speed of 500 m / s, when the initiator is placed at a distance $\frac{1}{4}$ of the microwave radiation wavelength from the aluminum screen (a) and directly on the surface of the corundum screen (b), in the photo the mixture flows from right to left.

¹¹**Fig.11.** Photo of burning a stoichiometric propane-air mixture with a deeply subcritical attached discharge in a stream at a speed of 30 m / s, when the initiator is placed at a distance $\frac{1}{4}$ of the wavelength from the aluminum screen, the photo flows from left to right.

¹²**Fig.12.** Comparison of experimental results and calculations of discharge burning in air (a), in a stoichiometric mixture of propane with air (b) with the results of calculation of the temperature field (c), the concentration field of CO₂ (d). The flow velocity is 20 m / s. The average radius of the discharge is 2 mm, the heat dissipation power of the discharge is about 30 watts.

¹²**Fig.13.** The concentration of combustion products in the Wake of discharge, coefficient of excess propane to 0.2, the speed of 20 m/s.

ЛІТЕРАТУРА (REFERENCES)

- Chernyshev S.L., Skvortsov V.V., Ivanov V.V., Troschinenko G.A. A concept for generation and application of body-centered non-equilibrium discharge for initiation and intensification of fuel combustion in high-speed flows. *Aviatsionnaya Promyshlennost'*, 2013, no. 2, pp. 19–25.
- Rapp V.H., DeFilippo A., Saxena S., Chen J.Y., Dibble R.W., Nishiyama A., Moon A., Ikeda Y. Extending Lean Operating Limit and Reducing Emissions of Methane Spark-Ignited Engines Using a Microwave-Assisted Spark Plug. *Journal of Combustion*, Volume 2012, no 5, pp.1-8. Article ID 927081. doi:1 0.1155/2012/927081.
- Starikovskiy A., Aleksandrov N. Plasma-assisted ignition and combustion. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2013, vol. 39., pp. 331-368.
- Ikeda Y., Nishiyama A., Wachi Y., Kaneko M. Research and development of a microwave plasma combustion engine (Part I: Concept of plasma combustion and plasma generation technique), SAE Technical Paper, 2009. 8 p. doi: <https://doi.org/10.4271/2009-01-1050>.
- Ikeda Y., Hiroki K., Jeonj M., Kaneko H. Research and development of microwave plasma combustion engine (Part II: Engine performance of plasma combustion engine), SAE Technical Paper, 2009. doi: <https://doi.org/10.4271/2009-01-1050>.
- Khodataev K.V. The Ignition of the Combustion and Detonation by the Undercritical Microwave Discharge. AIAA Plasmadynamics and Laser Conference, 32nd, and Weakly Ionized Gases Workshop, 4th, Anaheim, CA. Jun 11-14, 2001. AIAA Paper 2001-2941.
- Khodataev K.V. The power effectivity of a microwave undercritical attached discharge, initiated by resonant vibrator. 43-rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 10-13 January 2005, Reno, Nevada. AIAA-2005-0596. p.6.
- Khosravyel M. H. Review of the New Combustion Technologies in Modern Gas Turbines, *Progress in Gas Turbine Performance*, 2013, 268 p., ISBN 978-953-51-1166-5. doi: 10.5772/2797.
- Nishiyama A., Ikeda Y. Improvement of Lean Limit and Fuel Consumption Using Microwave Plasma Ignition Technology, SAE Technical Paper, 2012. doi: <https://doi.org/10.4271/2012-01-1139>.
- Bulat, M.P., Bulat, P.V. The analysis centric isentropic compression waves. *World Applied Sciences Journal*, 2013, 27(8), c. 1023-1026.
- Uskov, V.N., Bulat, P.V., Arkhipova, L.P. Classification of gas-dynamic discontinuities and their interference problems. *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology*, 2014, 8(22), c. 2248-2254.
- Viktorovich, B.P. About the detonation engine. *American Journal of Applied Sciences*, 2014. 11(8), c. 1357-1364.
- Uskov, V.N., Bulat, P.V. Shock and detonation wave in terms of view of the theory of interaction gasdynamic discontinuities. *Life Science Journal*, 2014. 11(SPEC. ISSUE 8), c. 307-310.
- Bulat P.V., Denissenko P.V., Volkov K.N. Trends in the development of detonation engines for high-speed aerospace aircrafts and the problem of triple configurations of shock waves. Part I. Research of detonation engines. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2016, vol. 16, no. 1, pp. 1–21.
- Bulat P.V., Denissenko P.V. Trends in the development of detonation engines for high-speed aerospace aircrafts and the problem of triple configurations of shock waves. Part II - Research of counterpropagating shock waves and triple shock wave configurations. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2016, vol. 16, no. 2, pp. 199–223. doi:10.17586/2226-1494-2016-16-2-199-223.
- Bulat, P.V., Chernyshev, M.V. Existence regions of shock wave triple configurations. *International Journal of Environmental and Science Education*, 2016, 11(11), c. 4844-4854.
- Kirill V. Khodataev. Weak detonation wave ignition and sustaining in over CJ-speed flow by means of undercritical microwave discharge. Symposium on «Thermo-chemical and plasma processes in aerodynamics». Sankt-Petersburg. 19-21 June, 2006.
- Westbrook, C.K., Dryer, F.L. Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Fuels in Flames. *Combustion Science and Technology*, 1981, Vol.27, pp. 31-43.
- Katta, V.R., Roquemore, W.M. Simulation of Unsteady Flows in an Axisymmetric Research Combustor Using Detailed-Chemical Kinetics.

- AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 34th, Cleveland, OH, July 13-15, 199.
20. V. A. Levin, G. D. Smekhov, A. N. Khmelevsky. Simulation of equilibrium combustion of kerosene by a mixture of gaseous hydrocarbons. Physics of combustion and explosion, 2007, vol. 43, No 4, p. 3-7. 2.
 21. Bulat P.V., Upyrev V.V. Calculation of the shock-wave structures in an imperfect gas // Journal of Engineering and Applied Sciences - 2016, Vol. 11, No. 13, pp.
 22. Khodataev K. V. The Nature of Surface MW Discharges //48th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibition. 4-8 January 2010, Orlando, Florida. Paper AIAA 2010-1378.
 23. Khodataev K.V. The initial phase of initiated undercritical microwave discharge. 43-rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 10-13 January 2005, Reno, Nevada. AIAA-2005-0598.
 24. Khodataev K.V., Gorelik B.R. Diffusion and drift regimes of a plane ionization wave propagation in UHF field. //Physika plasmy, 1997, v.23, 3 pp. 236-245.
 25. Pocklington H.C. Camb. Phil. Soc. Proc., 1897, v.9, p.324.
 26. Khodataev K. V. The physical basis of the high ability of the streamer MW discharge to a resonant absorption of MW radiation. 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting 5-8 January 2004, Reno, NV. Paper AIAA-2004-0180.
 27. Volkov K. N., Emelyanov V. N. Gas flows with mass flow in channels and paths of power plants. M: FIZMATLIT, 2011. - 455 p.

Сведения об авторах



Есаков Игорь Иванович. Доктор физико-математических наук, заместитель генерального директора АО «МРТИ РАН» по научной работе. Область научных интересов: физика плазмы, СВЧ разряды.
E-mail: esa-kov@mrtiran.ru



Волобуев Игорь Алексеевич. Университет ИТМО. Область научных интересов: компрессорная техника.
E-mail: volobuev_ig@mail.ru



Грачев Лев Петрович. Руководитель экспериментальных исследований в НТЦ «Плазменных технологий» АО «МРТИ РАН». Область научных интересов: электрические разряды в газах E-mail: lgrachev@mrtiran.ru



Раваев Александр Александрович. Доктор физико-математических наук. Область научных интересов: физика плазмы, СВЧ разряды.
E-mail: aravaev@mrtiran.ru