



УДК 629.7

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ И ДЕТОНАЦИИ ПОДКРИТИЧЕСКИМ СТРИМЕРНЫМ РАЗРЯДОМ

П.В. Булат<sup>a</sup>, И.И. Есаков<sup>b</sup>, Л.П. Грачев<sup>b</sup>, П.В. Денисенко<sup>c</sup>, М.П. Булат<sup>a</sup>, И.А. Волобуев<sup>a,d</sup>

<sup>a</sup> Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация

<sup>b</sup> АО Московский радиотехнический институт РАН, Москва, 117519, Российская Федерация

<sup>c</sup> Университет Уорвика, Ковентри, CV4 7AL, Великобритания

<sup>d</sup> ООО «ВНХ-Энерго», Санкт-Петербург, 198035, Российская Федерация

Адрес для переписки: Pavelbulat@mail.ru

### Информация о статье

Поступила в редакцию 19.04.17, принята к печати 06.06.17

doi: 10.17586/2226-1494-2017-17-4-569-592

Язык статьи – русский

**Ссылка для цитирования:** Булат П.В., Есаков И.И., Грачев Л.П., Денисенко П.В., Булат М.П., Волобуев И.А. Математическое и компьютерное моделирование горения и детонации подкритическим стримерным разрядом // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2017. Т. 17. № 4. С. 569–592. doi: 10.17586/2226-1494-2017-17-4-569-592

### Аннотация

Рассмотрены возможности инициирования горения и детонации смеси пропана с воздухом СВЧ-разрядами, создаваемыми квазиоптическим электромагнитным пучком. Выполнено сравнение инициирования различными видами разряда – искровым, стримерным и присоединенным. Приведена теория образования стримерных разрядов, проанализирована скорость их распространения и объем подводимой энергии. Выполнены эксперименты и расчеты воспламенения пропан-воздушной смеси различными типами разрядов. Показано, что при инициировании горения стримерным разрядом, по сравнению с равным по вкладу энергии искровым разрядом, получено кратное увеличение скорости распространения фронта пламени и полноты сгорания топлива. При форкамерном инициировании горения путем зажигания стримерного разряда на внутренних стенках кварцевой трубки получено существенное ускорение горения до скоростей, характерных для перехода дефлаграции в детонацию. Результаты могут найти применение при разработке систем многоочагового объемного зажигания в двигателях внутреннего сгорания, газотурбинных двигателях, малоэмиссионных камерах сгорания, для организации горения в сверхзвуковом потоке, а также в камерах сгорания детонационных двигателей.

### Ключевые слова

СВЧ, горение, детонация, дефлаграция, стримерный разряд, инициирование детонации, переход дефлаграции в детонацию

### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (Соглашение № 14.578.21.0111, уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI57815X0111).

## MODELING AND SIMULATION OF COMBUSTION AND DETONATION BY SUBCRITICAL STREAMER DISCHARGE

P.V. Bulat<sup>a</sup>, I.I. Esakov<sup>b</sup>, L.P. Grachev<sup>b</sup>, P.V. Denissenko<sup>c</sup>, M.P. Bulat<sup>a</sup>, I.A. Volobuev<sup>a,d</sup>

<sup>a</sup> ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation

<sup>b</sup> Moscow Radiotechnical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117519, Russian Federation

<sup>c</sup> University of Warwick, Coventry, CV4 7AL, UK

<sup>d</sup> LLC “VNH-Energo”, Saint Petersburg, 198035, Russian Federation

Corresponding author: pavelbulat@mail.ru

### Article info

Received 19.04.17, accepted 06.06.17

doi: 10.17586/2226-1494-2017-17-4-569-592

Article in Russian

**For citation:** Bulat P.V., Esakov I.I., Grachev L.P., Denissenko P.V., Bulat M.P., Volobuev I.A. Modeling and simulation of combustion and detonation by subcritical streamer discharge. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2017, vol. 17, no. 4, pp. 569–592 (in Russian). doi: 10.17586/2226-1494-2017-17-4-569-592

**Abstract**

We consider the possibilities of combustion and detonation initiation for propane mixture with air by microwave discharges created by a quasi-optical electromagnetic beam. Comparison of initiation is performed by different types of discharge: spark, streamer, and attached one. The formation theory of streamer discharges is given, the velocity of their propagation and the volume of energy supplies are analyzed. Experiments have been carried out together with calculation of the propane-air mixture ignition by various types of discharges. It is shown that when burning is initiated by a streamer discharge, a multiple increase in the propagation velocity of the flame front and the completeness of the fuel combustion is obtained as compared to a spark discharge with an equal energy contribution. In the prechamber initiation of combustion by igniting a streamer discharge on the inner walls of the quartz tube, a significant acceleration of combustion was obtained up to the rates characteristic for the transition of deflagration to detonation. The results can be applied in the development of multi-volumetric volumetric ignition systems in internal combustion engines, gas turbine engines, low-emission combustion chambers, for combustion in supersonic flow, and in combustion chambers for detonation engines.

**Keywords**

microwave, combustion, detonation, deflagration, streamer discharge, detonation initiation, transition of deflagration to detonation

**Acknowledgments**

This work was supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (Agreement No. 14.578.21.0111, unique identifier of applied scientific research RFMEFI57815X0111).

**Введение**

Целью настоящей работы является разработка методов инициирования горения и детонации СВЧ-разрядом, зажженным безэлектродным способом при помощи квазиоптического электромагнитного пучка. Исследуется возможность применения в двигателях внутреннего сгорания стримерных разрядов для замены традиционного и форкамерного искрового зажигания, а также в импульсно-детонационных и ротационных детонационных двигателях для инициирования детонации.

Детонационные двигатели по коэффициенту полезного действия (КПД) теоретически на 20–25% превосходят традиционные реактивные двигатели, использующие термодинамический цикл Брайтона горения при постоянном давлении [1]. Преимущество достигается за счет того, что топливо сгорает в детонационной волне [2] в чрезвычайно тонком слое и очень быстро. Малая толщина фронта детонационной волны позволяет считать ее газодинамическим разрывом [3].

Детонационная волна может возникнуть в результате перехода из стадии медленного горения (deflagration to detonation transition, DDT) за счет турбулизации фронта пламени [4]. Фронт теряет устойчивость по одному из известных механизмов, появляются языки пламени, распространяющихся вперед перед фронтом горения с большими локальными скоростями. Между этими языками возникают так называемые «горячие точки» (hot spot), в которых резко возрастает давление и температура. Эти точки являются источником локальных ударных волн, которые начинают распространяться вверх по потоку с существенно сверхзвуковой скоростью, взаимодействуют друг с другом и формируют через некоторое время единую детонационную волну, которая поджигает горючую смесь и за счет этого распространяется дальше по потоку. Преимущество создания детонации путем DDT состоит в низких первоначальных затратах энергии. Недостаток – существенное время развития процесса и его нестабильность [5]. Эффективность DDT зависит, главным образом, от интенсивности турбулизации фронта горения [6], для чего обычно используют различные ухищрения, помещая в область горения препятствия в виде перегородок, спиралей и т.п.

Альтернативой DDT является непосредственное инициирование детонации сильным взрывом. Для этого в сопоставимых условиях необходимы затраты энергии примерно в 1000 раз больше, чем при DDT. Существует критический уровень энергии детонации, который зависит от многих факторов: формы области, куда подводится энергия, времени разряда, формы взрыва, соотношения горючего и окислителя и т.п. Весьма полный обзор проблемы приведен, например, в работе [7]. Из обзора ранее выполненных исследований можно сделать вывод, что энергию лучше всего подводить в максимально тонкий слой на плоской или вогнутой поверхности. Для этого пробовали использовать мощные лазеры [8–10] и коронные разряды [11], но низкий КПД таких систем делает эти методы мало привлекательными. Тем не менее, объемный плазменный розжиг топливной смеси имеет неоспоримые преимущества. Он может быть использован не только в детонационных, но и в традиционных двигателях внутреннего сгорания для форсирования по частоте вращения или снижения выбросов окислов азота [12] за счет существенного увеличения скорости сгорания, а также для стабилизации горения в сверхзвуковом потоке [13].

**Физика явления, модели и метод исследования****Основные понятия и история исследований**

Взаимодействие электромагнитного (ЭМ) поля с газами носит ярко выраженный пороговый характер. Опыт показывает, что процесс перехода неионизированного газа в проводящую плазму начинается лишь при превышении амплитуды электрической составляющей ЭМ поля  $E_0$  некоторого порогового зна-

чения  $E_{cr}$ , которое называется критической энергией пробоя. Если разряд зажигается в газе с фоновой ионизацией при  $E_0 > E_{cr}$ , то он называется надкритическим. Принимая специальные меры, можно зажечь разряд при  $E_0 < E_{cr}$ . Такие разряды называются подкритическими. СВЧ-разряд, по сравнению с разрядами других частотных диапазонов, в определенном смысле наиболее прост. СВЧ-поле не приводит в движение ионы, а у электронов отсутствует направленный дрейф, т.е. их средняя скорость остается равной нулю. Можно сформировать квазиоптический пучок, подобный обычному лучу света. Квазиоптическим он назван потому, что ограничен в пространстве каустической поверхностью. Отличие от оптического луча состоит в том, что его поперечные размеры трудно сделать больше нескольких длин волн  $\lambda$ . В оптике же они, как правило, имеют масштаб  $10^5 \lambda$ .

Сотрудниками Московского радиотехнического института Российской Академии наук (МРТИ РАН) был разработан и исследован способ инициирования в газе стримерного разряда в квазиоптическом СВЧ-пучке [14], энергия инициирования которого намного меньше энергии электрического пробоя газа [15]. С начала 90-х годов XX века в МРТИ РАН подробно исследовались характеристики различных разрядов [16, 17], изучалась возможность инициирования с их помощью детонации [18, 19] и поддержания горения в сверхзвуковом потоке [20, 21]. Были предприняты попытки моделирования ионизационно-перегревной неустойчивости плазменного образования [22] и зарождения стримеров [23]. Однако практический метод инициирования детонации разработан не был, а в области плазменного зажигания и стабилизации горения в сверхзвуковом потоке были сделаны только самые первые шаги.

### Экспериментальная установка

Свойства разрядов в МРТИ РАН изучались на нескольких установках с разными  $\lambda$ , в том числе и на установке (рис. 1), использованной в настоящем исследовании.

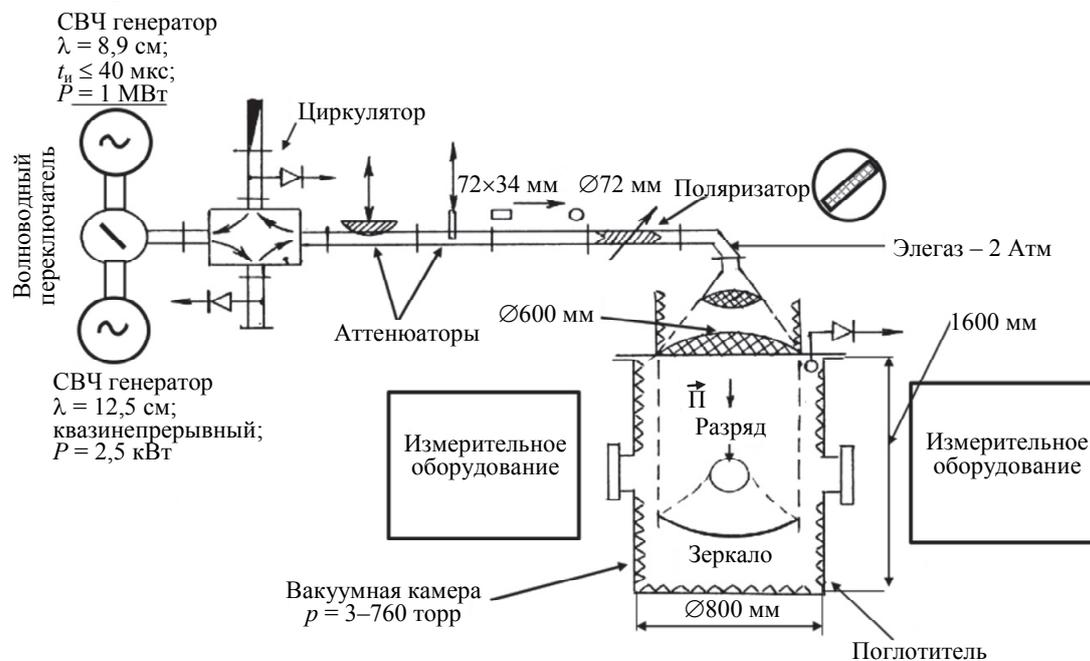


Рис. 1. Схема установки с длиной волны электромагнитного излучения  $\lambda = 8,9$  см и расположение элементов, формирующих квазиоптический пучок.  $P$  – мощность пучка,  $p$  – давление,  $t_{\text{и}}$  – длительность импульса,  $\vec{E}$  – вектор электромагнитного поля

В установку входит СВЧ-генератор, генерирующий электромагнитные колебания с частотой  $f \approx 3,4 \cdot 10^9$  Гц, или длиной волны  $\lambda = 8,9$  см, при длительности СВЧ-импульса  $\tau_{\text{имп}} = 4-40$  мкс. Электромагнитные колебания распространяются от магнетрона по элементам, формирующим линейно поляризованный квазиоптический СВЧ-пучок поперечным диаметром 600 мм. Пройдя через выходную полистироловую линзу волноводного тракта электромагнитная волна излучается в рабочую камеру установки и далее на осесимметричное металлическое вогнутое сферическое зеркало с радиусом кривизны  $R = 450$  мм, диаметром 685 мм и глубиной 158 мм. Отразившись от зеркала, волна фокусируется на оси системы на расстоянии  $R/2 = 225$  мм от осевой точки сферической поверхности зеркала или на расстоянии  $h = 67$  мм от плоскости его раскрытия. В области фокуса поперечный размер СВЧ-пучка примерно равен 100 мм, продольный – около 150 мм. В элементы, формирующие СВЧ-излучение, включен аттенуатор, который позволяет менять мощность СВЧ-пучка  $P_b$  в диапазоне от  $10^2$  Вт до приблизительно равной  $10^6$  Вт.

**Основные сведения о типах СВЧ-разрядов**

В зависимости от эффективной напряженности поля  $E_0$  и давления воздуха  $p$  образуется пять типов разрядов (рис. 2), которые могут иметь диффузную, шнуровую (стримерную) и переходную структуру [24]. Подкритические разряды зажигаются на локальных инициаторах, различные типы которых изучены в работе [25]. На поверхности таких инициаторов образуется индуцированное электромагнитное поле, напряженность которого в локальной окрестности инициатора больше  $E_{cr}$ .

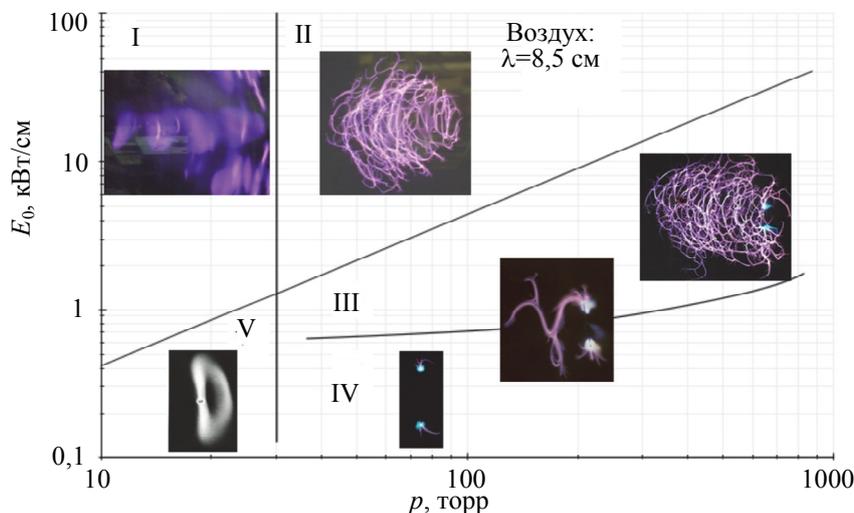


Рис. 2. Типы разрядов в квазиоптическом СВЧ-пучке в зависимости от напряженности поля  $E_0$  и давления воздуха: надкритические ( $E_0 > E_{cr}$ ) диффузный (I) и стримерный (II), инициированные подкритический стримерный (III), переходный (границы III–IV), глубоко подкритический присоединенный шнуровой (IV), диффузный (V)

Если разряд зажжен относительно далеко от источника ЭМ излучения, то ЭМ поле, индуцированное плазмой разряда, не влияет на источник, а просто геометрически суммируется с исходным полем в области разряда. Физическая и математическая модель образования надкритических и подкритических разрядов различных видов описана в [26].

Пусть в начальный момент времени в области действия ЭМ поля с напряженностью  $E_0$  имеется некоторое фоновое количество электронов с концентрацией  $n_{e0}$ . Тогда для концентрации электронов можно записать следующее уравнение:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (v_i - v_a) \cdot n_e, \tag{1}$$

где  $t$  – время;  $v_i$  – частота ионизации;  $v_a$  – частота присоединения электронов к атомам, и решением (1) будет

$$n_e = n_{e0} e^{(v_i - v_a)t}. \tag{2}$$

Из (2) следует, что при  $v_i > v_a$  концентрация электронов начинает экспоненциально возрастать, а это и является признаком пробоя. Естественно за пороговое условие принять равенство  $v_i = v_a$ . Оно означает, что обеспечиваемый СВЧ-полем темп рождения электронов в результате процесса ионизации компенсирует темп их локальных потерь. В результате обработки большого числа экспериментальных данных в МРТИ РАН было получено эмпирическое соотношение, связывающее частоту образования электронов и частоту их «прилипания» к атомам с энергией поля:

$$v_i = v_a \left( \frac{E_0}{E_{cr}} \right)^\beta. \tag{3}$$

Входящий в формулу (3) коэффициент  $\beta = 5,34$  констатирует резкую нестационарность явления пробоя. Для критической энергии пробоя также было найдено эмпирическое соотношение:

$$E_{cr} = 42 p_{\text{торр}} \sqrt{1 + \left( \frac{\omega}{v_c} \right)^2}, \text{ В/см.} \tag{4}$$

В выражении (4)  $v_c$  – средняя частота столкновений разрядных электронов с молекулами, которую для воздуха можно оценить как  $v_c = 4 \cdot 10^9 p_{\text{торр}}$ ;  $p_{\text{торр}}$  – давление в торр (мм рт. ст.);  $\omega$  – циклическая частота поля. При  $v_c \geq \omega$  плазму принято называть столкновительной в отличие от так называемой бесстолкновительной плазмы. В дальнейшем мы будем иметь дело только со столкновительной плазмой.

При сравнительно высоких давлениях энергия пробоя при непрерывном излучении линейно зависит от давления (рис. 3, а). При импульсном включении поля на вероятность пробоя влияет наличие свободных электронов в области СВЧ-пучка во время импульса. На рис. 3, б, приведены экспериментальные значения  $E_{cr}$  при одиночном импульсе (ромб), серии импульсов (кружок), полученных на установке, показанной на рис. 1. Видно, что величина  $E_{cr}$  существенно больше, чем теоретически рассчитанная для непрерывного СВЧ-излучения (сплошная кривая). Помещение в область действия СВЧ-пучка радиоактивного источника электронов приводят к тому, что энергия пробоя в одиночном импульсе приближается к теоретическому значению (треугольники).

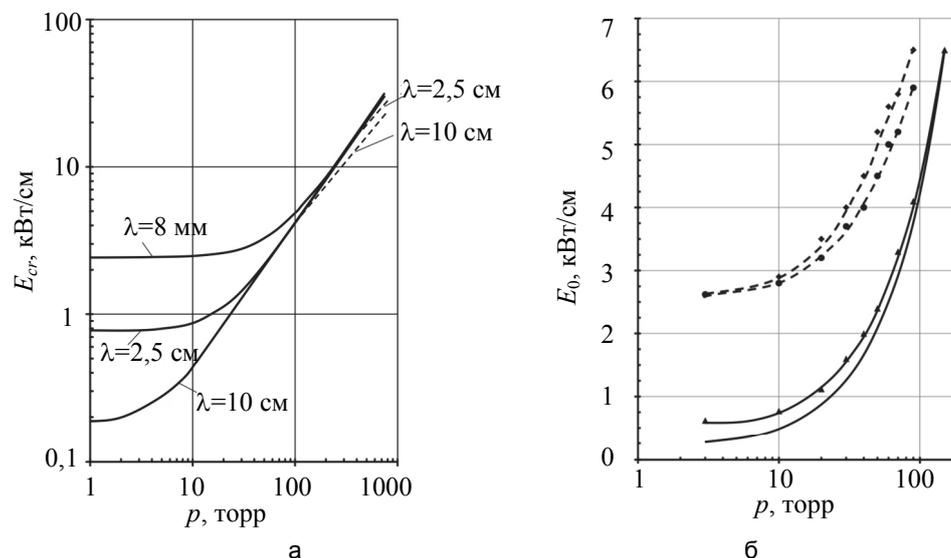


Рис. 3. Зависимость критического поля СВЧ-пробоя воздуха от его давления при непрерывном (а) и импульсном (б) СВЧ-излучении. Сплошные линии – теоретический расчет, ромбы – одиночный импульс, кружок – серия импульсов с частотой 1 Гц, треугольник – одиночный импульс при помещении в область разряда источника электронов

Пробой газа образует плазмоид – размытое диффузное образование (тип I на рис. 2), радиус которого можно оценить следующим образом. При включении СВЧ-поля и при наличии в этой области свободных электронов их число во времени  $t$  начинает возрастать, и занимаемая разрядной плазмой область диффузно «расплывается». Этот процесс на начальном этапе описывается следующим уравнением для концентрации электронов [27]:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D_e \cdot \frac{\partial^2 n_e}{\partial r^2} + (v_i - v_a) \cdot n_e, \tag{5}$$

где  $D_e = 10^5/p_{\text{торр}}$  – коэффициент диффузии электронов;  $r$  – радиальная координата. Когда концентрация электронов в лавине, описываемой уравнением (5), достигает величины, при которой ее радиус сравнивается с радиусом Дебая [28], диффузия свободных электронов заменяется амбиполярной, а рост радиуса плазменного образования почти останавливается. Радиус Дебая – расстояние, на которое распространяется действие электрического поля отдельного заряда в нейтральной среде, состоящей из положительно и отрицательно заряженных частиц (плазма, электролиты). Вне сферы радиуса дебаевской длины электрическое поле экранируется в результате поляризации окружающей среды. Таким образом, можно определить характерный размер плазмоида  $R$ , ограниченную поверхность, концентрацию электронов на которой  $n_e$ , и скорость перемещения в пространстве этой границы:

распределение концентрации электронов в пространстве и времени

$$n_e = \frac{1}{(4 \cdot \pi \cdot D_e \cdot t)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{r^2}{4 \cdot D_e \cdot t} + (v_i - v_a) \cdot t} = \frac{e^{(v_i - v_a) \cdot t}}{\pi^{3/2} \cdot R^3} \cdot e^{-(r/R)^2}; \tag{6}$$

радиус плазмоида во времени

$$R = 2 \cdot \sqrt{D_e \cdot t}; \tag{7}$$

скорость распространения границы плазмоида

$$u_s = 2 \cdot \sqrt{D_e \cdot (v_i - v_a)} + \frac{|\mu| \cdot E}{\omega + (v_i - v_a)} \cdot (v_i - v_a), \tag{8}$$

где в (8) первое слагаемое определяется диффузией электронов, а второе – их дрейфом [29] в электрическом поле вдоль вектора напряженности  $E$ ,  $\mu$  – подвижность электронов,  $\omega$  – циклическая частота

СВЧ-излучения. Проинтегрировав (6) с учетом (7) по объему и приравняв радиус  $R$  радиусу Дебая, получим следующее оценочное соотношение радиуса плазмоида в СВЧ-поле:

$$R \approx 10 \div 15 \sqrt{\frac{D_e}{v_i - v_a}} \quad (9)$$

Понятно, что соотношение (9) является условным, так как граница плазмоида размыта. Численные расчеты концентрации электронов, напряженности поля на полюсах и в экваториальных областях плазмоида выполнены в работе [30] (рис. 4). Видно, что плазмоид вносит искажение в исходное поле.

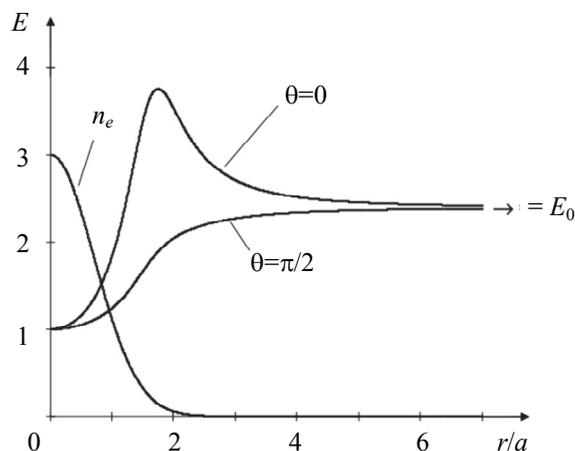


Рис. 4. Изменение концентрации электронов  $n_e$  и напряженности поля  $E$  в зависимости от расстояния от центра плазмоида  $r/a$  на полюсах ( $\theta=\pi/2$ ) и в экваториальных областях ( $\theta=0$ ) плазмоида;  $r$  – расстояние от центра плазмоида радиусом  $a$

Если в исходное поле поместить проводящий предмет, например, металлический шарик, размеры которого сравнимы с длиной волны, то в его окрестностях поле усиливается. Следовательно, энергия пробоя будет меньше  $E_{cr}$  (рис. 5).

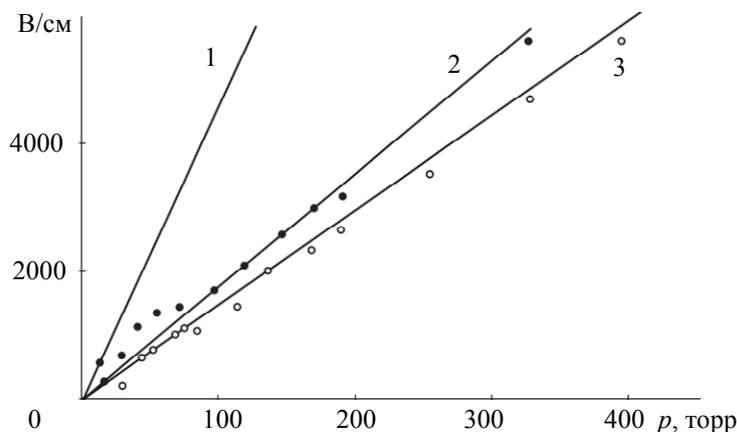


Рис. 5. Сравнение энергии пробоя  $E_0$  с критической энергией  $E_{cr}$  (1) при помещении в исходное поле металлической сферы радиусом  $a=1,25$  мм (2) и  $a=11$  мм (3).  
Окружности – результаты эксперимента

#### Поле пробоя в окрестности инициатора

В квазистационарных условиях в сферической системе координат распределение потенциала электрического поля  $\varphi$  описывается уравнением Пуассона:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{2}{r^2} f + \frac{1}{\Sigma} \frac{\partial \Sigma}{\partial r} \frac{\partial f}{\partial r} = 0, \quad \varphi(r, \theta) = f(r) \cos(\theta), \quad (10)$$

где в (10)  $\Sigma$  – электрическая проницаемость среды, которая в частном случае может быть постоянной. Уравнение (10) позволяет изучать возмущения исходного поля, имеющие сферическую симметрию. Так, Ландау [31] были получены решения для коэффициента усиления поля  $Q$  в окрестности эллипсоида и для тонкого цилиндра длиной  $l$  с полусферами радиусом  $a$  на концах, при условии, что их длина намного меньше половины длины волны. При равенстве  $l=\lambda/2$  имеет место электродинамический резонанс, и усиление поля ограничивается только так называемым радиационным сопротивлением вибратора, примерно

равным 75 Ом. Коэффициент усиления при резонансе хорошо описывается уравнением, аппроксимирующим результаты численного решения (10):

$$Q = \frac{E_{\max}}{E_0} \approx 0,255 \frac{\lambda}{a}. \quad (11)$$

Реально формула (11) немного завышает значение  $Q$ , так как не учитывает диффузию электронов (см. первое слагаемое в уравнении (5)). На рис. 6 приведено сравнение значений  $Q$ , найденных по формуле (11) и экспериментально на установке с  $\lambda=8,5$  см, изображенной на рис. 1. В условиях резонанса в проводнике возникает большой индуцированный ток, а в окрестности инициатора происходит ионизация газа, образуются плазменные каналы, сильно нагревающие окружающий газ. В результате получается распределение  $E$  с резонансными пиками на концах полуволнового вибратора, показанное на рис. 7.

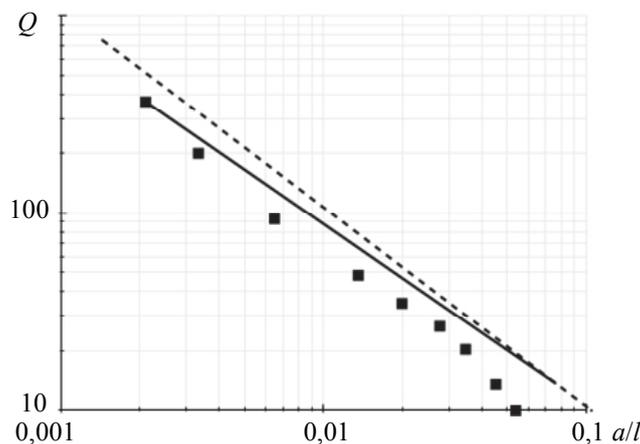


Рис. 6. Зависимость коэффициента усиления поля  $Q$  в окрестности инициатора длиной  $l$  полусферами радиусом  $a$  на концах. Сравнение точного решения системы уравнений (12)–(13) (—), приближенного решения по формуле (11) (---), с экспериментом (■)

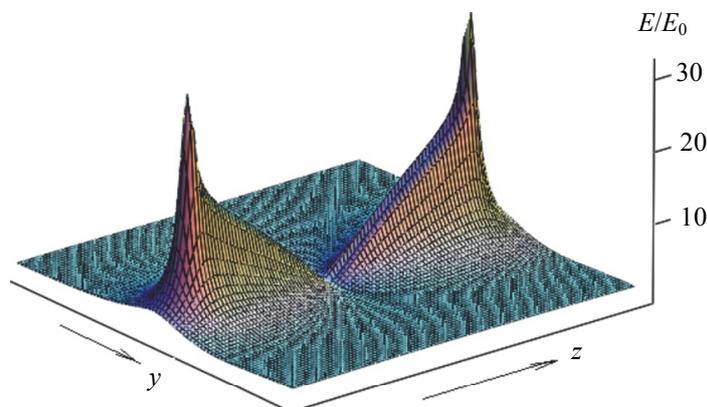


Рис. 7. Напряженность поля  $E$ , индуцированного полуволновым вибратором, в исходном поле с напряженностью  $E_0$ . Пики  $E$  образуются на концах вибратора. С удалением от концов вибратора напряженность падает экспоненциально. Размеры графика по осям  $y-z$  4×4 см

В общем случае при моделировании таких процессов для расчета напряженности поля, как на рис. 7, нужно использовать уравнения газовой динамики и уравнения Максвелла для термодинамически неравновесной плазмы в трехмерной постановке. Однако СВЧ-поле – периодическое, и задача сводится к уравнению Гельмгольца, которое для случая очень тонкого цилиндра конечной длины было впервые записано Поклингтоном (Pocklington) в виде интегрального уравнения первого рода [32]:

$$E(z) = -ik \int_{-kl}^{kl} I(z') G(z, z') dz',$$

$$G(z, z') = \frac{\exp(ikR)}{k^3 R^3} \left( (1 - ikR) \left( 2 - 3 \frac{a^2}{R^2} \right) + k^2 a^2 \right), \quad (12)$$

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

где  $I$  – индуцированный ток;  $l$  – длина резонатора;  $a$  – радиус полусферы на концах резонатора;  $k=2\pi/\lambda$  – волновое число;  $i$  – мнимая единица.  $I$  в уравнении (12) вычисляется при помощи уравнения

$$I(z) = P(z) + \exp(ikz) + Q(z) \exp(-ikz) + J_0, \quad J_0 = i \frac{cE_0}{2k \ln\left(\frac{2i}{\gamma ka}\right)},$$

$$P(z) = -J_0 \phi(L+z) \exp(ikL) - W \phi(L+z) \exp(ikL),$$

$$Q(z) = -J_0 \phi(L-z) \exp(ikL) - W \phi(L-z) \exp(ikL),$$

$$W = -\frac{J_0}{D} \phi(2L) \exp(ikL) (1 - \phi(2L) \exp(i2kL)), \quad (13)$$

$$D = 1 - (\phi(2L) \exp(2ikL))^2,$$

$$\phi(z) = \ln\left(\frac{-2}{\gamma^2 q}\right) \Psi\left(\frac{kz}{q}, \frac{q}{2}\right), \quad \varphi(z) = \ln\left(\frac{-1}{\gamma^2 q}\right) \Psi\left(\frac{kz}{q}, q\right), \quad q = (ka)^2,$$

$$\Psi^{-1}(x, q) = \ln\left(\frac{i}{\gamma^2 q}\right) + (1 - \exp(-i2qx)) \ln(2\gamma qx) - \left( \text{Ci}(2qx) + i \left( \text{Si}(2qx) - \frac{\pi}{2} \right) \right) \exp(-i2qx),$$

В системе (13) Ci и Si – интегральные косинус и синус. Тогда результирующее поле можно записать в виде

$$E(z) = E_0(z) + ik \int_{-kl}^{kl} I(z') G(z, z') dz'. \quad (14)$$

На рис. 6 сплошной линией показано точное решение системы уравнений (12)–(14) в сравнении с приближенной формулой (11) и данными эксперимента. Видно, что с уменьшением радиуса полусферы на концах резонатора коэффициент усиления  $Q$  сильно возрастает и может достигать 100 и более единиц. Сила тока в проводнике может превышать 1 А. Таким образом, помещая в поле полуволновой резонатор, можно снизить подводимую извне энергию пробоя на 1–2 порядка. Этот принцип и положен в основу метода инициирования горения подкритическим стримерным разрядом.

#### Модель зарождения стримера в окрестности инициатора

Пробой воздуха на инициаторе происходит тогда, когда пиковое значение  $E$  превосходит напряженность пробоя  $E_{cr}$ . На поверхности инициатора образуется диффузное плазменное облако (голубое свечение на рис. 8), внутри которого из-за ионизационно-перегревной неустойчивости плазмы образуется перегретый канал (белое пятно на рис. 8). Если перегретый канал не может вырваться за пределы диффузного облака, то разряд остается присоединенным. Если напряженность достаточно большая, то из перегретого канала в окружающую среду развивается стример, ориентированный строго по линии поля  $E$  (рис. 8).



Рис. 8. Развитие стримерного канала (сиреневый) из перегретого канала (белое пятно), образовавшегося в результате ионизационно-перегревной неустойчивости диффузного облака плазмы (голубое пятно) на вершине инициатора – шарика диаметром 5 мм;  $p=300$  торр,  $E_0/E_{cr} = 1,5$

Стример является проводником и искажает исходное поле точно так же, как и резонатор. Моделирование иницированного разряда требует решения электродинамической задачи, которая заключается в нахождении распределения амплитуды поля в пространстве с произвольно распределенной электропроводной плазмой при наличии инициатора. Эта задача может быть решена с помощью уравнения Гельмгольца. Если предположить, что проводимость велика только в тонком канале, как в стримерном разряде, то уравнение Поклингтона может быть модифицировано в интегральное уравнение 2-го рода для произвольного распределения проводимости в канале:

$$E(z) = E_0(z) + ik \int_{-\infty}^{\infty} S(z') E(z') F(S(z'), a') G(z, z', a') dz', \quad (15)$$

$S = 4\pi\sigma/\omega$  – нормализованная проводимость,  $\sigma$  – электрическая проводимость;  $F(S)$  – функция, учитывающая скин-эффект,

$$F(S) = \frac{ka}{2\sqrt{1+iS}} I\left(\sqrt{1+iS}\right). \quad (16)$$

Уравнения (15)–(16) на каждом шаге по времени необходимо решать совместно с системой уравнений плазмогазодинамики. Газодинамические уравнения для диссоциации и ионизации двухатомной электроотрицательной газовой смеси могут быть сильно упрощены. Предполагается, что коэффициент диссоциации  $f_d$  определяется температурой газа по уравнению Саха [33], а коэффициент ионизации  $f$  для молекул и атомов одинаковый. Уравнения неразрывности и движения идеального газа для случая стримера малого радиуса  $a$  могут быть заменены на обыкновенные дифференциальные уравнения. Плазма разряда не является термодинамически равновесной. Электронная температура определяется отношением электрического поля к плотности газа  $|E|/\rho$ , так что должна использоваться двухтемпературная модель. Тогда систему уравнений можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= u, \quad \frac{du}{dt} = \frac{p_0 - p}{\rho_0}, \\ c_V(T_g, N) \frac{dT_g}{dt} &= -(1 + f_d(T_g, N))(T_g + fT_e) \frac{2u}{a} + \frac{\sigma(f, N, T_e, T_g) |E|^2 \Phi(\sigma, a)}{N} - Q_s(f, N, T_e), \\ \frac{dn_e}{dt} &= Nn_e + \frac{d}{dz} \left( D(N, T_e) \frac{dn_e}{dz} \right), \quad f = \frac{n}{N(1 - f_d(T_g, N))}. \end{aligned} \quad (17)$$

В системе (17)  $n_e$  – плотность электронов;  $N=p/M$  – приведенная плотность газа,  $M$  – усредненное молекулярное число невозмущенной смеси газов;  $c_V$  – теплоемкость при постоянном объеме;  $\rho_0$  – плотность торможения газа;  $f$  – коэффициент ионизации;  $f_d$  – коэффициент диссоциации;  $\Phi$  – функция, учитывающая «скин-эффект». Решая систему (17) численно, совместно с уравнениями Эйлера, можно рассчитать параметры разряда, температуру электронов  $T_e$  и газа  $T_g$ , причем с учетом сноса плазмы спутным потоком газа.

В неподвижном газе задача упрощается, и можно оценить скорость распространения стримера, его радиус и количество подведенного стримером к газу тепла, исходя из следующих соображений. Поскольку за пределами диффузного разряда  $E < E_{cr}$ , то для развития стримера плотность газа внутри него должна падать, иначе будет происходить деионизация, и канал потеряет способность увеличивать напряженность поля до  $E > E_{cr}$ . Исследования [34] показывают, что за критичность  $E/E_{cr}$ , реализованная на головке стримера, устанавливается на уровне несколько больше единицы, при котором скорость фронта ионизации соответствует скорости нагрева канала непосредственно в головной части стримера. Таким образом, второй член в уравнении (8) пренебрежимо мал, и при оценке скорости роста докритического стримера его можно не учитывать:

$$u_s = 2 \cdot \sqrt{D_e \cdot (v_i - v_a)}. \quad (18)$$

Естественно предположить, что процесс нагрева плазмы в головке стримера – изобаричный. Тогда для роста температуры можно записать

$$\frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{dt} = \frac{\sigma \cdot E_{cr}^2}{c_p \cdot p}, \quad (19)$$

где  $T$  – температура;  $\sigma$  – проводимость плазмы;  $c_p$  – теплоемкость при постоянном давлении. Поскольку в головке стримеров проводимость растет со временем экспоненциально, то (19) можно проинтегрировать в виде

$$\ln \frac{T}{T_0} = \ln \left( \frac{E_{cr}}{E} \right) = \frac{E_{cr}^2}{c_p \cdot p} \cdot \int_0^t \sigma_0 \exp(v_i \cdot t) dt = \frac{E_{cr}^2}{c_p \cdot p} \cdot \frac{\omega}{4 \cdot \pi \cdot v_i}. \quad (20)$$

Из уравнения (20) можно выразить частоту ионизации:

$$v_i = \frac{E_{cr}^2}{c_p \cdot p} \cdot \frac{\omega}{4 \cdot \pi \cdot \ln \left( \frac{E_{cr}}{E} \right)}. \quad (21)$$

Подставляя (21) в (18), получим

$$u_s = 2 \cdot \sqrt{D_e \cdot \frac{E_{cr}^2}{c_p \cdot p} \cdot \frac{\omega}{4 \cdot \pi \cdot \ln \left( \frac{E_{cr}}{E} \right)}}. \quad (22)$$

Удаляясь от инициатора со скоростью (22), головка стримера сама индуцирует поле, и в момент  $t_s \approx \lambda/4u_s$  инициатор с головкой стримера образуют полуволновой вибратор резонансной длины. В этот момент рост стримера останавливается, и его головка сама становится инициатором подкритического

разряда, в котором образуются новые стримеры. Радиус стримера определяется диффузией электронов. Подставляя  $t_s$  в (7), получим

$$R_s = 2 \cdot \sqrt{\frac{D_e}{v_i}}. \quad (23)$$

За время  $t_s$  стример поглощает излучение [35]

$$Q_s = c \cdot \frac{E_0^2}{4 \cdot \pi} \cdot S_a \cdot t_s, \quad (24)$$

где  $c$  – скорость света;  $E_0$  – эффективная напряженность поля;  $S_a$  – эффективное сечение поглощения

$$S_a = 0,15 \cdot \lambda^2. \quad (25)$$

Тогда с учетом (22)–(25) объемная плотность энергии, подведенная к стримеру резонансной длины и радиусом  $R_s$  (23), отнесенная к энтальпии невозмущенной среды  $c_p p$ , определяется соотношением

$$q = c \cdot \frac{E_0^2}{4 \cdot \pi} \cdot 0,15 \cdot \lambda^2 \cdot \frac{1}{u_s \cdot \pi \cdot R_s^2 \cdot c_p \cdot p}. \quad (26)$$

В технической системе единиц, задавая давление в торр, можно получить удобные для расчета инженерные формулы для скорости разряда (из формулы (22))

$$u_s = \frac{3,6 \cdot 10^5}{\sqrt{\lambda \cdot \ln\left(\frac{30 \cdot p}{E}\right)}}, \quad (27)$$

радиуса стримера (из формулы (23))

$$R_s = 11,1 \cdot \frac{\sqrt{\lambda \cdot \ln\left(\frac{30 \cdot p}{E}\right)}}{p} \quad (28)$$

и объемной плотности подведенной к стримеру энергии (из формулы (26))

$$q = 2,2 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\lambda^{\frac{3}{2}} \cdot p \cdot E}{c_p \cdot \sqrt{\ln\left(\frac{30 \cdot p}{E}\right)}}. \quad (29)$$

В формулах (27)–(29):  $\lambda$  – длина волны СВЧ-излучения в см (в ходе экспериментов  $\lambda = 8,5$  см);  $p$  – давление в торр;  $E$  – напряженность поля в В/см. При атмосферном давлении и характерных уровнях напряженности  $E = 2\text{--}5$  кВ/см скорость головки стримера имеет порядок нескольких километров в секунду, радиус стримера составляет доли миллиметров, а энтальпия в канале по сравнению с исходным уровнем возрастает на 2–3 порядка. Учитывая, что скорость распространения стримеров имеет порядок километров в секунду, а время его существования составляет микросекунды, можно считать, что тепло к топливной смеси подводится мгновенно. Тогда описанную выше методику можно использовать в качестве начальных условий для численного моделирования воспламенения топливной смеси.

#### Численная модель для расчета воспламенения и горения

В исследованиях с теплоподводом задача обычно разделяется на газодинамическую задачу с заданными источниками тепла и физическую задачу, в которой изучается механизм тепловыделения [36]. При описании быстро протекающих процессов эффектами вязкости и теплопроводности обычно можно пренебречь. Тогда можно использовать уравнения Эйлера, которые в интегральной форме имеют следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V U dV + \oint_S F dS = \int_V H dV,$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{u} \\ e \end{pmatrix}, F = \begin{pmatrix} \rho u_n \\ \rho u_n \mathbf{u} + p \mathbf{n} \\ (e + p) u_n \end{pmatrix}, H = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ q \end{pmatrix}, \quad (30)$$

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2.$$

В системе (30):  $t$  – время;  $\rho$  – плотность;  $\mathbf{u}$  – вектор скорости;  $p$  – давление;  $e$  – полная энергия единицы массы;  $\mathbf{n}$  – единичный вектор;  $u_n$  – нормальная составляющая скорости по отношению к элементу поверхности ( $u_n = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}$ );  $\gamma$  – показатель адиабаты;  $q$  – удельная мощность теплоподвода. В нашей задаче

$q$  задается в виде начальных условий, энергия химических превращений (горения) учитывается как составная часть полной энергии.

При низких температурах и давлениях внутренняя энергия состоит из энергии поступательного и вращательного движения молекул, и газ можно считать совершенным, имеющим постоянный молекулярный вес, теплоемкости и показатели адиабаты. 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. Поскольку к началу воспламенения высокотемпературные процессы в разряде уже заканчиваются, а горение пропан-воздушной смеси происходит при температурах порядка 1200 К, то все эти эффекты в расчетах не учитывались.

Начальные условия задавались следующим образом. По известной продолжительности ЭМ импульса с помощью уравнения (27) вычислялась длина стримерного разряда. Расчеты проводились только для случая зажигания разряда на диэлектрической поверхности. Полагалось, что разряд бежит навстречу ЭМ полю и в поперечном направлении занимает всю поверхность диэлектрика. Длина каждого стримера полагалась равной  $\lambda/2$ . Тогда стримерный разряд образовывал равномерную сетку с квадратными ячейками. Количество тепла, выделяемого каждым элементарным стримером, вычислялось по формуле (29). В первом приближении считалось, что подвод тепла происходит равномерно по поверхности, поэтому плотность энергии вычислялась суммированием энергоподвода от каждого элементарного стримера и делением на площадь поверхности.

Использовался также более точный метод вычисления плотности подводимой энергии, в котором учитывалось, что максимальное выделение тепла происходит в точке стримера, в которой индуцированный ток имеет максимальное значение. Это середина стримера. Тогда теплоподвод можно моделировать эллипсом с центром  $(x_0, y_0)$  в середине стримера и размерами полуосей  $R_x$  и  $R_y$ :

$$q(t, x, y) = q_0 f(t) \exp \left[ -\left( \frac{x-x_0}{kR_x} \right)^2 - \left( \frac{y-y_0}{kR_y} \right)^2 \right], \quad f(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t < \tau \\ 0, & \tau \leq t \end{cases}, \quad (31)$$

в формуле (31) параметр  $k$  задает «наполненность» профиля и выбирается в пределах  $[0,5..1]$ , функция  $f$  определяет импульсный подвод тепла в промежутке времени  $[0..t]$ . Последующие расчеты показали, что форма задания начальных условий существенно влияет на характер воспламенения и форму фронта горения в результатах расчета.

### Результаты эксперимента и обсуждение

#### Тарировка экспериментальной установки

До проведения экспериментов была выполнена тарировка экспериментальной установки с целью экспериментального подтверждения теоретического профиля распределения амплитуды поля  $E_0$  с удалением от фокуса,

$$E_0 = E_{0\max} \cdot \exp \left( -\left( \frac{y}{y_0} \right)^2 - \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right), \quad (32)$$

где  $y_0, z_0$  – полуоси эллипса. Для этого последовательно на разных расстояниях  $x$  от среза зеркала помещался металлический шарик. Воздух из камеры откачивался с точностью 3 торр. При этом определялось максимальное давление  $p_{br}$ , при котором происходил пробой воздуха. В работах [37, 38] описана методика, как на основании давления пробоя определить напряженность поля  $E_0$ . Результаты измерений – на рис. 9.

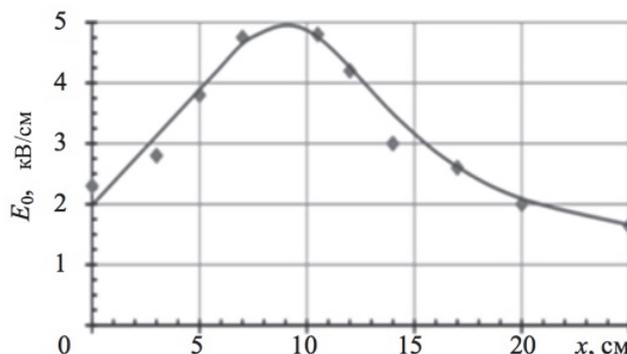


Рис. 9. Результаты измерений (символы) напряженности электрического поля  $E_0$  на удалении  $x$  от среза зеркала и их аппроксимация (линия)

Поскольку поле в фокусном пятне гауссово и определяется формулой (32), то его напряженность  $E_0$  связана с мощностью пучка  $P_b$  соотношением

$$P_b = \frac{E_0^2}{2 \cdot Z_0} \cdot \frac{\pi \cdot \gamma_0 \cdot z_0}{2} \text{ Вт,} \quad (33)$$

где  $z_0 = \mu_0 c = 120\pi$  Ом – характеристическое (волновое) сопротивление вакуума или сопротивление свободного пространства;  $\mu_0$  – магнитная постоянная;  $c$  – скорость света. Принимая по рис. 9  $E_0 = 4,8$  кВ/см, по формуле (33) можно рассчитать мощность пучка  $P_b = 624$  кВт. Длительность СВЧ-импульса с прямоугольной огибающей  $\tau_{pul} = 40$  мкс и, следовательно, энергия пучка  $Q_b \approx 24\text{--}25$  Дж. Во всех опытах мощность и энергия пучка не менялись, а сдвигался относительно фокуса инициатор разряда, напряженность определялась по рис. 9 и, соответственно, вычислялась энергия, выделяемая в пучке.

#### Определение скорости распространения стримерного разряда

Для более детального изучения закономерностей развития стримерного разряда были проведены съемки на скоростную камеру Phantom v.251 со скоростью 69000 кадров/с и 350000 кадров/с стримерного разряда, зажигаемого в шарике (рис. 10, а), на плоской пластине (рис. 10, б) и кольцевом сегменте (рис. 10, в). Замеренная скорость распространения фронта в свободном пространстве удовлетворительно совпала с результатами расчета по формуле (27), несмотря на существенный разброс данных (рис. 11).

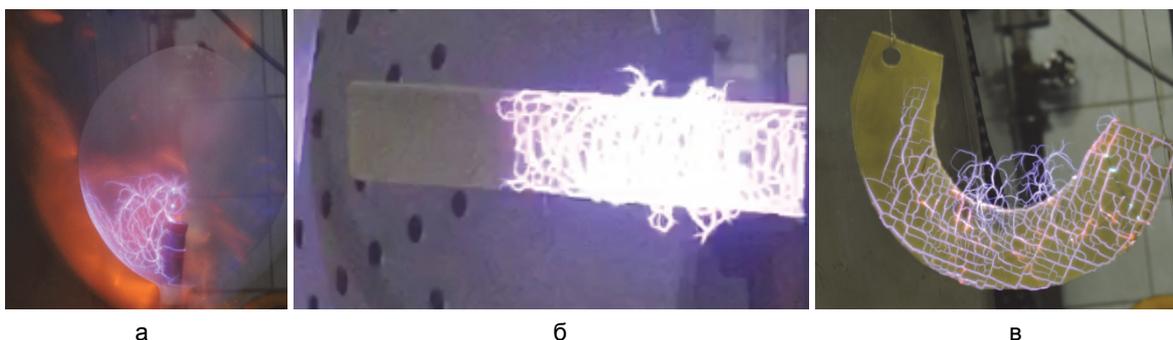


Рис. 10. Стримерный разряд, зажженный внутри шарика диаметром 150 мм (а), на плоской пластине длиной 300 мм (б) и кольцевом сегменте наружным диаметром 300 мм (в). Скорость съемки 350000 кадров/с

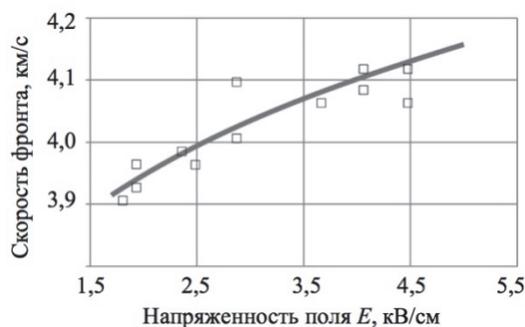


Рис. 11. Скорость распространения фронта стримерного разряда в свободном пространстве в зависимости от напряженности поля в районе инициатора: (—) – расчет по формуле (27), (□) – результаты эксперимента

Скорость на пластине существенно выше, и она сильно зависит от напряженности поля  $E_0$ . Так, при помещении инициатора точно в фокус СВЧ-пучка средняя скорость распространения фронта стримерного разряда составила около 8,5 км/с, а при смещении из фокуса – всего 5 км/с.

Кольцевой сегмент был помещен в поле таким образом, чтобы фокус СВЧ-пучка располагался примерно в центре окружностей, образующих сегмент, т.е. напряженность поля, хотя и не была одинаковой из-за вытянутости пятна по оси вдоль вектора напряженности поля  $E$ , все же изменялась намного меньше, чем в случае плоской полоски. В результате была получена рекордная, не фиксировавшаяся никогда ранее скорость распространения разряда – 12–16 км/с. Эксперименты были повторены в среде топливной смеси пропана с воздухом. Никаких значимых отличий в скорости распространения разрядов выявлено не было. Таким образом, в результате экспериментов было продемонстрировано, что скоростью распространения фронта стримерного разряда можно управлять в широких пределах от 4 км/с до 16 км/с.

#### Описание эксперимента с зажиганием топливной смеси в свободном объеме с помощью стримерного и присоединенного разряда

На первом этапе изучалось влияние типа разряда на скорость распространения фронта горения. Для этого в фокус установки (рис. 1) помещался инициатор разряда. Непосредственно к инициатору при-

креплен резиновый шарик диаметром около 150 мм, наполненный смесью пропана и воздуха (рис. 12, а). При подаче импульса длительностью около 40 мкс к инициатору подводится энергия около 24–25 Дж. При этом внутри шарика пробегает стримерный разряд (рис. 12, б), поджигающий смесь (рис. 12, в). В результате шарик лопаается. Для сравнения был проведен эталонный эксперимент по инициированию горения при помощи стандартного искрового зажигания с такой же подведенной энергией – 24 Дж. Развитие процесса воспламенения смеси записывалось на скоростную камеру со скоростью 1200 кадров/с. Для более детального изучения закономерностей развития стримерного разряда и процесса инициирования горения были также проведены съемки на скоростную камеру Phantom v.251 со скоростью 69000 кадров/с и 350000 кадров/с, результаты которых рассмотрены ниже.

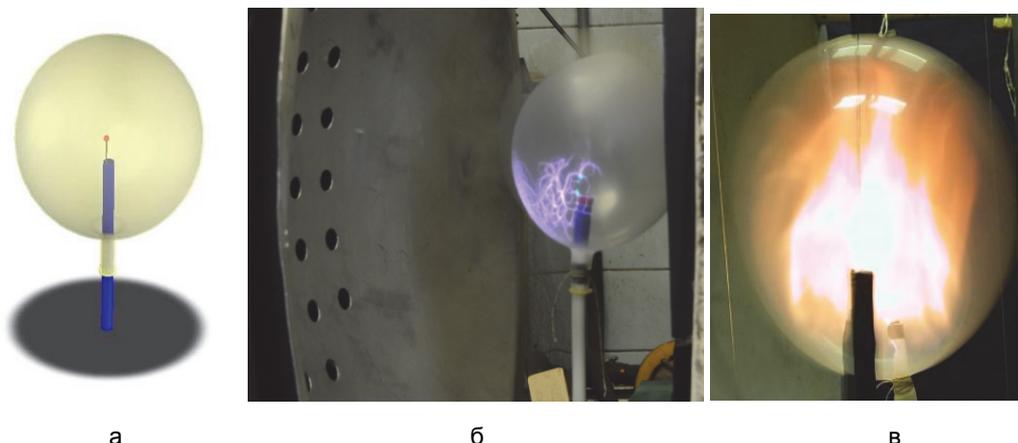


Рис. 12. Иницирование в шарике (а), заполненном смесью пропана с воздухом, при помощи стримерного разряда в свободном пространстве (б), горения (в). Размер шарика на (а)–(б) – 150 мм, на (в) – 300 мм

Для изучения влияния напряженности СВЧ-поля на характер горения и типа генерируемого разряда инициатор сначала помещался точно в фокусе зеркала установки, а затем смещался на 40–85 мм от фокуса. Значения  $E_0$  в области инициатора разряда определялись по рис. 9.

Предварительно проведенные эксперименты показали, что в первом случае образуется стримерный разряд, при смещении на 40 мм – разряд переходного типа, а при смещении на 85 мм – присоединенного диффузного. Развитие процесса горения сравнивалось для случаев стримерного и искрового зажигания. В экспериментах также варьировалось соотношение пропана и воздуха. Скорость фронта вычислялась как средняя величина до того момента, когда фронт горения доставал до стенок шарика. Численное моделирование не проводилось.

**Искра.** Первым был проведен эксперимент с искровым иницированием горения стехиометрической смеси воздуха и пропана. Воздушный шарик надувался топливной смесью до диаметра примерно 150 мм и поджигался свечой. Подведенное тепло оценивалось в 25–30 Дж. В результате развивалось классическое диффузионное горение (рис. 13). В месте воспламенения долгое время сохранялось яркое светящееся пятно оранжевого цвета, характерное для областей с большим градиентом температуры, в которых в основном и нарабатываются оксиды азота. Скорость фронта пламени составила 1,5–2 м/с.

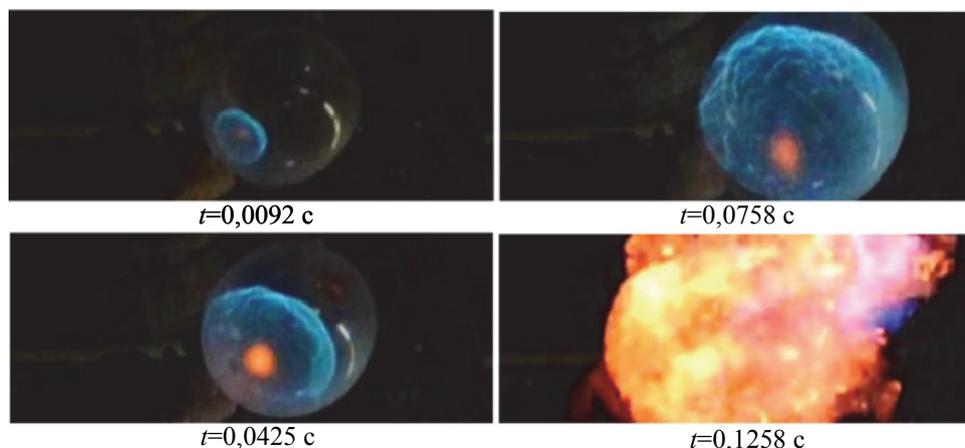


Рис. 13. Горение шарика, наполненного стехиометрической смесью пропана с воздухом, при искровом зажигании. Диаметр шарика на первом кадре – около 150 мм, остальные фото сделаны в таком же масштабе

Пламя имело голубовато-зеленоватый оттенок, что указывает на наличие в спектре желтых линий, характерных для свечения частиц сажи и оксида азота. В момент, когда шарик лопнул, произошел выброс яркого желтого турбулентного пламени, которое продолжало светиться в течение еще 0,1 с. Характер пламени указывает на то, что сгорание пропана произошло неполностью, и поступление большого избытка кислорода вызвало увеличение температуры и интенсивное свечение частиц сажи и несторевавшего топлива.

**Стримерный разряд.** Аналогичный эксперимент был проведен при инициировании горения стримерным разрядом. Наблюдавшаяся картина горения (рис. 14) разительно отличалась от предыдущего случая. Скорость распространения фронта пламени возросла до 6–10 м/с. Пламя имело ровный фиолетовый цвет, характерный для горения чистого природного газа. Оранжевое пятно не появлялось. Фронт пламени был сильно турбулентным, и на его изломах образовались многочисленные, так называемые «горячие» точки, из которых может развиваться детонация. Они видны на фотографиях как области красного цвета. После того, как шарик лопнул, никакого выброса рыжего пламени не произошло, не было и послесвечения. Это говорит в пользу того, что пропан сгорел полностью.

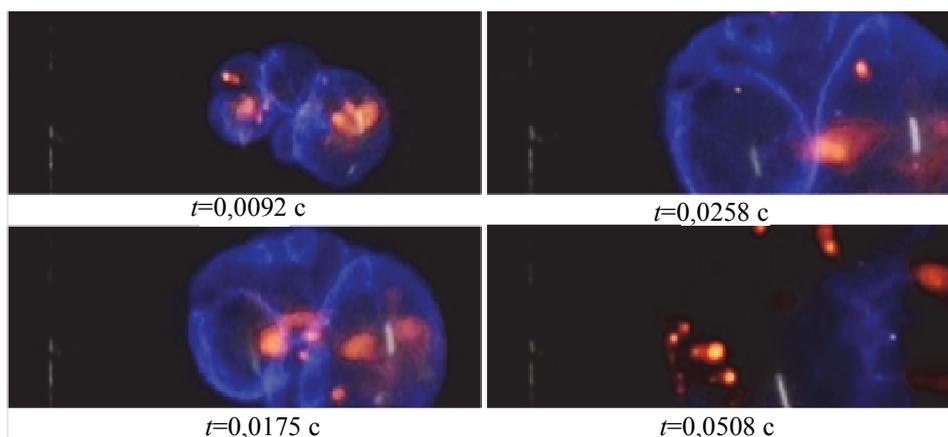


Рис. 14. Горение шарика, наполненного стехиометрической смесью пропана с воздухом, при стримерном зажигании. Масштаб изображений – как на рис. 13.

По косвенным признакам можно сделать предположение, что оксиды азота  $\text{NO}_x$  выделялись в минимальном объеме, так как светящиеся оранжевые области, характерные для больших градиентов температуры, отсутствовали.

**Присоединенный и переходный СВЧ-разряды.** Изучалось инициирование горения стехиометрической смеси присоединенным разрядом и разрядом переходного типа. Горение, инициированное присоединенным разрядом, оказалось похожим на таковое при искровом зажигании. Пламя диффузионное. Скорость распространения фронта пламени – примерно 1–2 м/с, т.е. как при искровом зажигании. Примерно через 2–3 мс начинается воспламенение смеси, т.е. время индукции в точности соответствует обычному тепловому режиму воспламенения. Воспламенение носит точечный характер. На месте зажигания образуется яркое пятно с большим градиентом температуры, которое остается видимым примерно 10 мс.

Переходный разряд, подобно стримерному, имеет развитую структуру плазменных каналов (см. рис. 2, граница областей III – IV), но занимаемый ими объем намного меньше, поэтому общее время сгорания смеси больше, чем при стримерном разряде.

**Поджигание бедной смеси различными типами разрядов.** Эксперименты со стримерным зажиганием были повторены для коэффициента избытка горючего  $\alpha=0,25, 0,33, 0,4, 0,5$ , т.е. при количестве топлива меньше предела воспламенения ( $\alpha=0,56$ ). При  $\alpha=0,5$  воспламенение произошло, при меньших  $\alpha$  – нет. Свечой удалось поджечь смесь только для  $\alpha>0,75$ , присоединенным диффузным разрядом – при  $\alpha>0,7$ .

Таким образом, было подтверждено, что при помощи стримерного разряда можно разжигать очень бедную топливную смесь, при этом горение бедной смеси примерно в два раза медленнее, чем богатой, зато отличается чистотой и практически полным отсутствием «горячих» точек. После того как шарик лопається, выхлоп пламени и послесвечение полностью отсутствуют.

#### Анализ механизма воспламенения смеси стримерным разрядом

На основе анализа кинограмм, снятых на скорости 69000 кадров/с, было высказано предположение, что воспламенение стримерным разрядом происходит практически мгновенно сразу во множестве очагов возгорания, образованных стримерами, т.е. воспламенение носит объемный многоочаговый характер. Для проверки этой гипотезы были проведены отдельные эксперименты со скоростью съемки, увеличенной до 350000 кадров/с. На рис. 15 приведена кинограмма стримерного разряда для типичного случая при стехиометрическом соотношении пропана и воздуха. В левом нижнем углу каждого кадра

приведено время с точностью до 1 мкс. При такой скорости съемки камера могла работать только в черно-белом режиме.

В начальный момент времени под воздействием импульса СВЧ-излучения загорается разряд (рис. 15, а). Примерно через 10–15 мкс следует яркая вспышка, сопровождающаяся фиолетовым свечением (рис. 15, б), еще примерно через 40 мкс наблюдается развитая стримерная структура (рис. 15, в), затем в течение 50–60 мкс разряд гаснет, и на его месте остается след (рис. 15, г). Горение начинается в точности на месте следа от разряда примерно через 150 мкс. Таким образом, время индукции при иницировании горения стримерным разрядом уменьшается в 7–10 раз по сравнению с обычным тепловым механизмом воспламенения. Пламя в начальный момент времени – сильно турбулентное. Воспламенение происходит сразу в большом объеме и очень быстро развивается на начальном этапе.

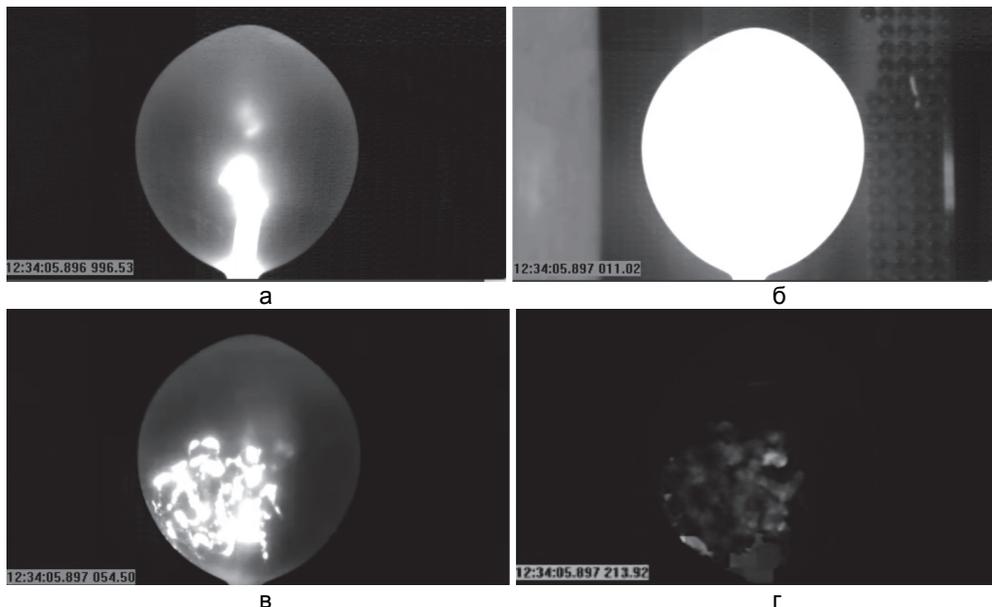


Рис. 15. Развитие стримерного разряда: загорание разряда (а); яркая вспышка (б); развитая стримерная структура (в); след от погасшего разряда (г). Диаметр шарика 150 мм

Для более детального анализа процесса инициации горения был выполнен еще один эксперимент. В этот раз стримерный разряд загорался на поверхности диэлектрической пластины (рис. 16). На рис. 16 видно, что самые яркие стримеры образуются поперек пластины (рис. 16, а) и именно на них в центральной области происходит воспламенение смеси (рис. 16, б). После слияния отдельных очагов возгорания от зоны горения распространяются волны детонации (рис. 16, в), которые сталкиваются и образуют множественные новые очаги горения, заполняющие весь объем (рис. 16, г).

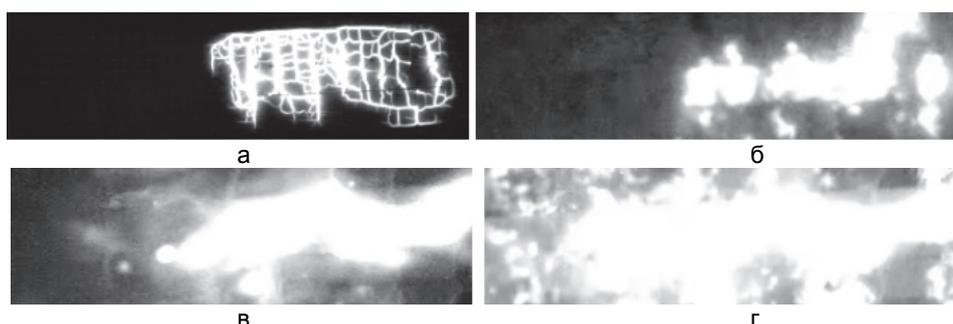


Рис. 16. Развитие стримерного разряда на поверхности диэлектрической пластины (а), вызванное им воспламенение смеси (б), распространение детонационных волн от области воспламенения (в) и объемное воспламенение смеси (г). Инициатор справа, источник СВЧ-излучения сверху. Размер изображений по горизонтали – 250 мм

Таким образом, видно, что в области, занятой стримерами, происходит микродетонация смеси и ее практически одновременное воспламенение по всему объему. При стехиометрическом соотношении пропана и воздуха скорость распространения детонационной волны составила 4,2 км/с, что существенно выше скорости Чепмена–Жуге установившейся детонации, которая для данных условий составляет примерно 2,4 км/с [39]. Таким образом, проведенные эксперименты позволяют сделать вывод, что основным механизмом, определяющим преимущества стримерных СВЧ-разрядов при воспламенении смеси, является наличие большого количества очагов возгорания с чрезвычайно высокой температурой. Воспламе-

нение инициируется детонационными волнами, распространяющимися от стримеров. Поскольку величина стримерной ячейки мала (порядка  $\lambda/2$ ), то субъективно воспламенение воспринимается как мгновенное сразу во всей области стримерного разряда.

**Описание эксперимента с зажиганием топливной смеси в кварцевой трубке**

В рамках разработки технологии форкамерного зажигания были выполнены эксперименты и расчеты воспламенения смеси стримерным разрядом, зажженным на внутренней поверхности кварцевой трубки с помощью инициатора разряда. На рис. 17 приведены фотографии разряда в кварцевой трубке при разных значениях  $E_0$ . Для этого трубка длиной 250 мм, внутренним диаметром 36 мм и наружным – 40 мм, помещалась по оси пучка СВЧ и постепенно смещалась от фокуса зеркала установки с  $\lambda = 8,9$  см. На фотографиях видно, что СВЧ-разряд на внутренней поверхности трубки при больших  $E_0$  пространственно развит. Он со скоростью в несколько километров в секунду бежит навстречу СВЧ-излучению. При поле  $E_0$ , меньшем 2 кВ/см, разряд уже становится глубоко подкритическим и горит только на инициаторе в течение всего СВЧ-импульса, имеющего длительность 40 мкс.

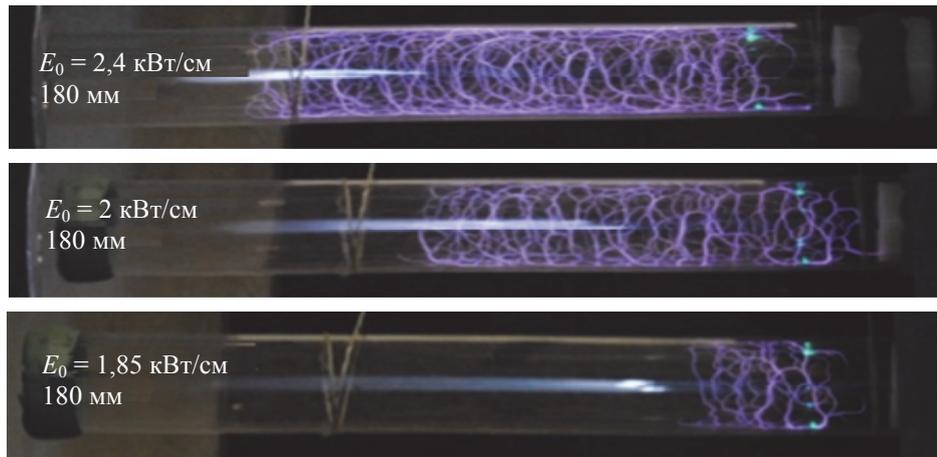


Рис. 17. Развитие разряда при разной напряженности поля  $E_0$ . Зеркало слева. Длина трубки 250 мм

В следующих опытах трубка заполнялась пропан-воздушной смесью в пропорции, близкой к нижней границе зоны ее воспламенения. Давление смеси также атмосферное. Было выполнено сравнение поджигания смеси обычной искрой и глубоко подкритическим СВЧ-разрядом, присоединенным к инициатору. Этот разряд имитировал искровое зажигание. В обоих случаях получена скорость распространения фронта горения около 1 м/с. Однако определились и отличия. При искровом зажигании пламя желтого цвета, а при СВЧ-зажигании пламя голубое, т.е. горение чистое и сгорание полное.

В завершение экспериментов трубка была придвинута к фокусу зеркала так, чтобы напряженность поля на инициаторах была примерно равна 2 кВ/см. Разряд с развитой стримерной структурой при этом занимает примерно половину длины трубки. Весь процесс горения укладывается в 1/24 с. При этом герметизирующая трубку полиэтиленовая пленка «вылетает», а по ушам экспериментаторов бьет сильный звуковой удар, чего нет при простом горении смеси.

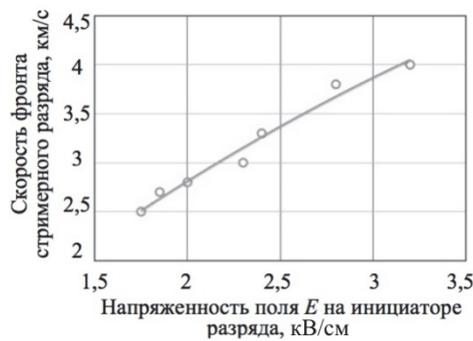


Рис. 18. Зависимость скорости фронта разряда от напряженности поля на инициаторе при зажигании разряда в кварцевой трубке, заполненной стехиометрической смесью пропана с воздухом: (—) – расчет по формулам (27)–(29); (○) – эксперимент

Дальнейшее исследование велось только для стримерных разрядов при помощи скоростных камер, напряженность поля изменялась в диапазоне от 1,7–3,2 кВ/см, смесь была стехиометрической. Для расчета скорости распространения фронта разряда использовалась формула (27). При этом учитывалось, что открытый конец трубки герметизировался прочной полиэтиленовой пленкой, поэтому при зажигании

разряда давление в ней увеличивалось в результате быстрого нагрева газа. Для учета увеличения давления на каждом шаге образования очередного стримера использовалась формула (29) для расчета величины подведенного тепла, и вычислялось увеличение давления при постоянном объеме. Такие расчеты повторялись по мере удаления от фокуса до тех пор, пока разряд не достигал точки, в которой пробоя уже не происходило. На рис. 18 приведены результаты расчета и эксперимента по определению скорости распространения разряда по трубке. Видно, что скорость разряда примерно на четверть меньше, чем в свободном пространстве, и в несколько раз меньше, чем на плоской пластине.

**Скорость фронта пламени при зажигании стримерным разрядом.** Характер воспламенения несколько отличается от случая с плоской пластиной. Объемное воспламенение происходит не во всем объеме, на который распространился стримерный разряд, а примерно на  $1/3$  его длины от дна трубки (рис. 19). Хорошо видно, что засветка от разряда наиболее яркая именно в этой области, а дальше стримерная сетка становится более редкой. При напряженности  $E_0=2,0$  кВ/см область стримерного разряда образует умеренно турбулентный фронт горения, который сначала бежит со скоростью примерно 15 м/с, затем фронт становится плоским и его скорость резко падает до примерно 2,5–5 м/с. Недавние исследования [40] показали, что скорость горения в ионизированном газе в разы выше, чем в нейтральном, но численные расчеты опровергли эту гипотезу, так как замедление скорости отмечалось и в расчетных результатах, но ионизацию и диссоциацию модель не учитывала. Расчеты проводились в осесимметричной и трехмерной постановке. Если начальные условия выставлялись путем задания подвода тепла с эллиптическим распределением с центром эллипса в середине стримера, то в результатах наблюдалось нарушение симметрии. При задании равномерно распределенного подвода энергии результаты оставались осесимметричными и при трехмерной постановке задачи.

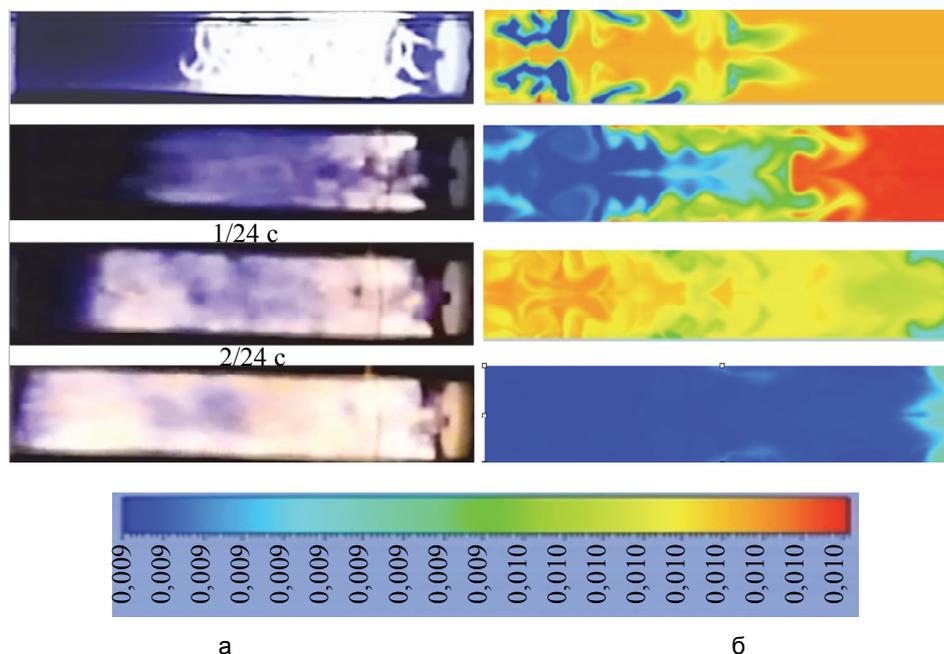


Рис. 19. Развитие фронта горения, длина разряда 140 мм,  $E_0=2$  кВ/см. Скорость съемки 24 кадра/с. Скорость фронта на участке стримерного разряда приблизительно 5 м/с, далее приблизительно 1 м/с. а – эксперимент, б – расчет (массовая доля пропана)

Эксперимент с уменьшенной до  $E_0=1,8$  кВ/см напряженностью поля повторил эту картину, но скорости распространения фронта горения упали примерно втрое. Воспламенение, как и раньше, происходит только в области с густой стримерной сеткой, откуда фронт горения бежит по ионизированной среде со скоростью приблизительно 5 м/с, а далее он тормозится до приблизительно 1,3 м/с. Следует отметить, что в этих экспериментах трубка была герметизирована пленкой, которая прожигалась только при достижении ее фронтом пламени. При напряженностях  $E_0>2,4$  кВ/см пробку сразу же вышибало, поэтому эксперименты были повторены с надетым на трубку шариком, наполненным пропаном. Эти эксперименты имитировали форкамерное зажигание (рис. 20).

Эксперименты показали, что при  $E_0<2,0$  кВ/см процесс развития горения аналогичен предыдущему опыту. А вот начиная с  $E_0=2,0$  кВ/см, фронт пламени становится сильно турбулентным и очень быстро разгоняется до скоростей в десятки и сотни метров в секунду, что характерно для процесса DDT (рис. 21). Точно так же, как и раньше, с какого-то момента скорость фронта пламени резко падает.

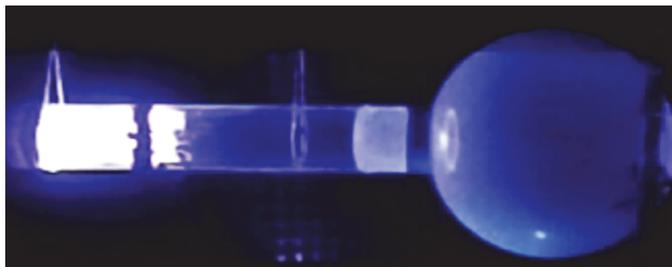


Рис. 20. Эксперимент по форкамерному зажиганию с надетым на трубку шариком. Шарик и трубка заполнены стехиометрической смесью пропана с воздухом. Длина трубки 250 мм, диаметр шарика примерно 100 мм



Рис. 21. Скорости распространения фронта пламени в зависимости от напряженности поля в районе инициатора. Сплошные линии – численный расчет

Численное моделирование показало, что данный эффект – чисто газодинамический. По мере выгорания топлива давление в донной области падает и образуется возвратное течение (рис. 22) с долго живущими вихрями, которые медленно дрейфуют в сторону днища.

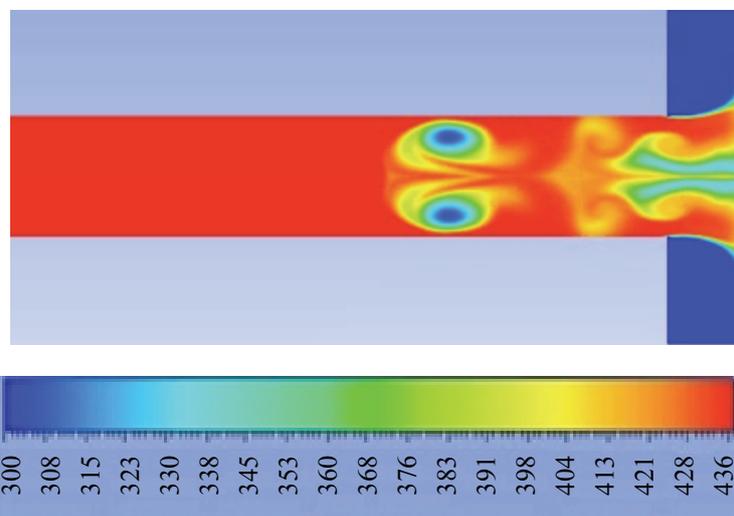


Рис. 22. Образование возвратного течения  $E_0=1,7$  кВ/см. Расчет по модели идеального газа – температура в градусах Цельсия

Вихри видны и в экспериментах с быстрым сильно турбулентным фронтом пламени, но особенно отчетливо их можно наблюдать и замерить их скорость, когда  $E_0 < 1,8$  кВ/см. При уменьшении напряженности до  $E_0=1,7$  кВ/см стримерный разряд не образуется, а у инициатора зажигается диффузный присоединенный разряд (рис. 23). Характер распространения фронта горения соответствует классическим представлениям о диффузионном ламинарном пламени, механизм распространения которого связан с теплопроводностью. Видно, что диффузные образования на концах инициатора поджигают смесь и от них распространяются две первоначально сферические волны горения. На некотором удалении от днища трубки эти волны сталкиваются и выбрасывают вперед кумулятивную струю, которая постепенно превращается в плоский фронт горения, бгущий к открытому концу трубки, заклеенному пленкой. При

достижении пленки он ее поджигает, и продукты сгорания прорываются наружу. Съемки со скоростью 1200 кадров/с позволили измерить скорость распространения фронта диффузионного горения при точечном поджигании глубоко подкритическим присоединенным разрядом. На рис. 24 видно, что фронт первоначально распространяется с более высокой скоростью, пока волны горения от инициаторов не смыкаются на оси симметрии трубки. После этого момента скорость фронта падает, а к днищу трубки распространяется волна разрежения, наблюдаемая по светящимся вихрям (рис. 22, а), которые хорошо заметны и дрейфуют в сторону днища трубки. Скорости фронтов горения и волны разрежения показаны на рис. 24 красной штриховой линией.

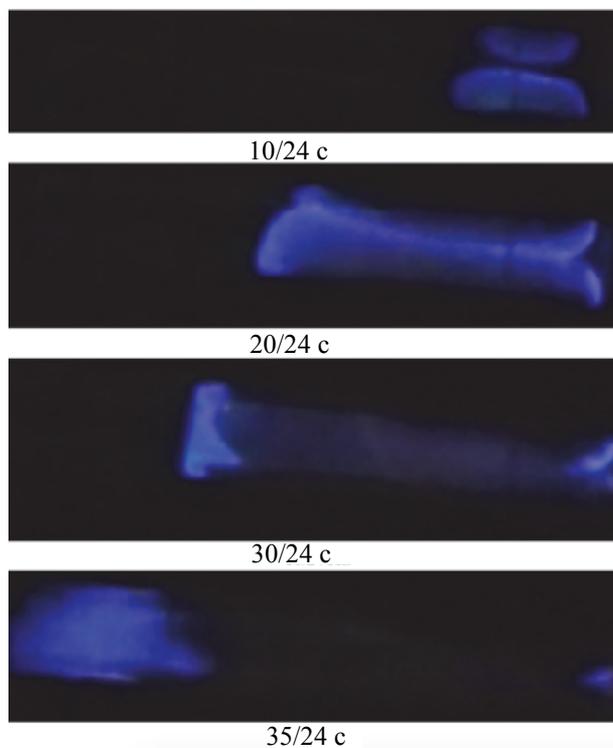


Рис. 23. Развитие фронта горения, присоединенный разряд,  $E_0=1,7$  кВ/см. Съемка со скоростью 24 кадра/с. Скорость фронта горения на конечном участке приблизительно 0,15 м/с. Размер изображения по горизонтали 250 мм

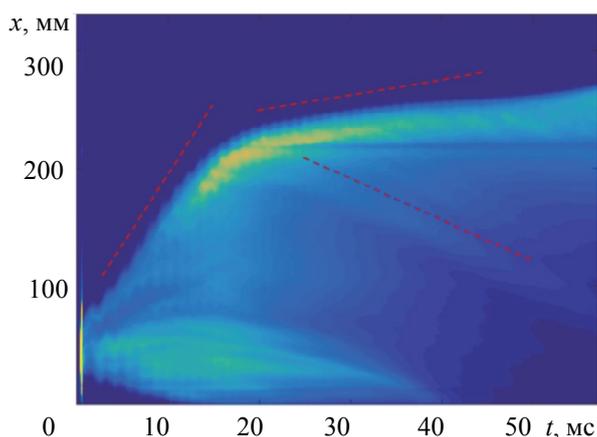


Рис. 24. Скорость распространения фронта диффузионного горения (зависимость координаты положения фронта  $x$  от времени  $t$ )

### Заключение

В работе выполнено исследование процессов инициирования горения и детонации при помощи искрового зажигания, подкритических стримерных и присоединенных разрядов. Рассмотрено прямое и форкамерное инициирование горения. Выполнено моделирование распространения присоединенных и стримерных разрядов, а также подвод энергии к топливной смеси при помощи различных видов разрядов. Расчеты и эксперименты показали, что скорость распространения стримерного разряда сильно зави-

сит от напряженности электромагнитного поля, длины волны, давления в среде. Наличие инициатора в виде полуволнового вибратора, закрепленного на поверхности диэлектрика, позволяет получить скорости распространения разрядов более 10 км/с, при этом затраты на образования разряда на порядки ниже, чем при зажигании надкритического или искрового разряда.

Стримерный разряд обеспечивает в области своего распространения практически мгновенное воспламенение во множестве очагов воспорания, от которых распространяются локальные ударные волны, быстро прогревающие смесь в промежутке между стримерами. Стримерный разряд практически мгновенно по сравнению со временем индукции образует область с высокой концентрацией плазмы и сильно турбулентный фронт горения, что перспективно для организации детонационного горения путем ускоренного в несколько раз перехода дефлаграции в детонацию. Этот процесс сопровождается мощным ультрафиолетовым излучением, которое способствует образованию промоторов горения.

Таким образом, стримерное СВЧ-зажигание увеличивает скорость сгорания, что позволяет его использовать вместо искрового при форсировании по оборотам двигателей внутреннего сгорания. Увеличение глубины сгорания указывает на перспективность применения стримерного разряда в малоэмиссионных камерах сгорания. Кратное сокращение дистанции перехода дефлаграции в детонацию без введения в область горения каких-либо механических препятствий перспективно для применения в импульсно-детонационных двигателях.

### Литература

1. Булат П.В., Денисенко П.В., Волков К.Н. Тенденции разработки детонационных двигателей для высокоскоростных воздушно-космических летательных аппаратов и проблема тройных конфигураций ударных волн. Часть I. Исследования детонационных двигателей // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16. № 1. С. 1–21. doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-1-1-21
2. Bulat P.V., Uskov V.N. Shock and detonation wave in terms of view of the theory of interaction gasdynamic discontinuities // Life Science Journal. 2014. V. 11. N 8s. P. 307–310.
3. Uskov V.N., Bulat P.V., Arkhipova L.P. Gas-dynamic discontinuity conception // Research Journal of Applied Sciences. 2014. V. 8. N 22. P. 2255–2259.
4. Булат П.В., Есаков И.И., Волобуев И.А., Грачев Л.П. О возможности ускорения горения в камерах сгорания перспективных реактивных двигателей при помощи глубоко подкритического СВЧ-разряда // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16. № 2. С. 382–385. doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-2-382-385
5. Nettleton M.A. Gaseous Detonations: Their Nature, Effects and Control. Springer, 2012. 256 p.
6. Dryer F.L., Ju Y. University Capstone Project: Enhanced Ignition Techniques for Thermochemical Energy Conversion. Final Report AFRL-OSR-VA-TR-2013-0126, 2013.
7. Борисов А.А. Иницирование детонации в газовых и двухфазных смесях / в кн. Импульсные детонационные двигатели / Под ред. С.М. Фролова. М.: Торус Пресс, 2006. С. 159–186.
8. Bulat P., Volkov K. Simulation of laser-induced detonation in particulate systems with applications to pulse detonation engines // Proc. 30<sup>th</sup> Int. Symposium on Shock Waves (ISSW30). Tel-Aviv, Israel, 2015.
9. Волков К.Н., Булат П.В., Ильина Е.Е. Модель взаимодействия лазерного излучения с каплей жидкости // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16. № 5. С. 764–772. doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-5-764-772
10. Volkov K. Laser-induced breakdown and detonation in gas-particle and gas-droplet mixtures / In: Horizons in World Physics. Edited by A. Reimer. USA, Nova Science Publishers, 2015. V. 284. P. 127–178.
11. Starikovskiy A., Rakitin A. Plasma-assisted ignition and deflagration-to-detonation transition // Proc. 53<sup>rd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting. Kissimmee, USA, 2015. 19 p. doi: 10.2514/6.2015-1601
12. Булат П.В., Булат М.П., Есаков И.И., Волобуев И.А., Грачев Л.П., Денисенко П.В. Экологически чистый способ сжигания газообразного топлива с применением квазиоптического СВЧ-излучения // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики.

### References

1. 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.
2. Bulat P.V., Uskov V.N. Shock and detonation wave in terms of view of the theory of interaction gasdynamic discontinuities. *Life Science Journal*, 2014, vol. 11, no. 8, pp. 307–310.
3. Uskov V.N., Bulat P.V., Arkhipova L.P. Gas-dynamic discontinuity conception. *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology*, 2014, vol. 8, no. 22, pp. 2255–2259.
4. Bulat P.V., Esakov I.I., Volobuev I.A., Grachev L.P. On the possibility of burning acceleration in the combustion chambers of advanced jet engines by deeply subcritical microwave discharge. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2016, vol. 16, no. 2, pp. 382–385. doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-2-382-385
5. Nettleton M.A. *Gaseous Detonations: Their Nature, Effects and Control*. Springer, 2012, 256 p.
6. Dryer F.L., Ju Y. *University Capstone Project: Enhanced Ignition Techniques for Thermochemical Energy Conversion*. Final Report AFRL-OSR-VA-TR-2013-0126, 2013.
7. Borisov A.A. Detonation initiation in gas and two-phase mixtures. In *Pulse Detonation Engine*. Ed. S.M. Frolov. Moscow, Torus Press, 2006, pp. 159–186.
8. Bulat P., Volkov K. Simulation of laser-induced detonation in particulate systems with applications to pulse detonation engines. *Proc. 30<sup>th</sup> Int. Symposium on Shock Waves, ISSW30*. Tel-Aviv, Israel, 2015.
9. Volkov K.N., Bulat P.V., Ilina E.E. Model of laser interaction with liquid droplet. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2016, vol. 16, no. 5, pp. 764–772. doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-5-764-772
10. Volkov K. Laser-induced breakdown and detonation in gas-particle and gas-droplet mixtures. In *Horizons in World Physics*. Edited by A. Reimer. USA, Nova Science Publishers, 2015, vol. 284, pp. 127–178.
11. Starikovskiy A., Rakitin A. Plasma-assisted ignition and deflagration-to-detonation transition. *Proc. 53<sup>rd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting*. Kissimmee, USA, 2015, 19 p. doi: 10.2514/6.2015-1601
12. Bulat P.V., Bulat M.P., Esakov I.I., Volobuev I.A., Grachev L.P., Denissenko P.V. Environmentally friendly method of gaseous fuel combustion with the use of quasi-optical microwave. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2016, vol. 16, no. 3, pp. 513–523. doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-2-513-523
13. Chernyshev S.L., Skvortsov V.V., Ivanov V.V., Troschenko G.A. A concept for generation and application of body-

2016. Т. 16. № 3. С. 513–523. doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-3-513-523
13. Чернышев С.Л., Скворцов В.В., Иванов В.В., Трошиненко Г.А. Концепция создания и применения объемноцентрированного неравновесного разряда для поджига и интенсификации горения топлив в высокоскоростных потоках // *Авиационная промышленность*. 2013. №2. С. 19–25.
  14. Esakov I., Grachev L., Khodataev K., Van Wie D. The linear electromagnetic vibrator as the initiator of electric breakdown of air in deeply subcritical field of quasioptical microwave beam // *Proc. 49<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting*. Orlando, USA, 2011. Paper AIAA 2011–1151. doi: 10.2514/6.2011-1151
  15. Khodataev K.V. The power effectivity of a microwave undercritical attached discharge, initiated by resonant vibrator // *Proc. 43<sup>rd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, USA, 2005. P. 13341–13346.
  16. Khodataev K.V. The nature of surface MW discharges // *Proc. 48<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibition*. Orlando, USA, 2010. Art. 2010–1378.
  17. Александров К.В., Есаков И.И., Лавров П.Б., Раваев А.А., Ходатаев К.В. Регулярная система газовых разрядов на поверхности диэлектрика в квазиоптическом пучке СВЧ-излучения // *ЖТФ*. 2012. Т. 82. №8. С. 55–61.
  18. Khodataev K.V. The ignition of the combustion and detonation by the undercritical microwave discharge // *Proc. 32<sup>nd</sup> AIAA Plasmadynamics and Laser Conference*. Anaheim, USA, 2001.
  19. Khodataev K.V. 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*. St. Petersburg, 2006.
  20. Бычков Д.В., Грачев Л.П., Есаков И.И., Раваев А.А., Северинов Л.Г. Электрический разряд в глубоко подкритическом поле СВЧ-пучка в высокоскоростной струе воздуха и его смеси с пропаном // *ЖТФ*. 2009. Т. 79. № 9. С. 33–40.
  21. Esakov I.I., Grachev L.P., Bychkov V.L., VanWie D.M. Investigation of undercritical MW discharge with volumetrically developed streamer structure in propane-air supersonic stream // *Proc. 44<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, USA, 2006. P. 9493–9501.
  22. Esakov I., Khodataev K.V. Applicability of ionization-overheating instability theory for a microwave gas discharge // *Proc. 50<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting*. Nashville, USA, 2012. Art. AIAA 2012-1163.
  23. Khodataev K.V. The initial phase of initiated undercritical microwave discharge // *Proc. 43<sup>rd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, USA, 2005. P. 13347–13361.
  24. Александров К.В., Грачев Л.П., Есаков И.И., Федоров В.В., Ходатаев К.В. Области реализации различных типов СВЧ-разряда в квазиоптических электромагнитных пучках // *ЖТФ*. 2006. Т. 76. № 11. С. 52–60.
  25. Ходатаев К.В. Порог пробоя в СВЧ-поле при низком и высоком давлениях в электроотрицательных газовых смесях // *ЖТФ*. 2013. Т. 83. № 2. С. 146–148.
  26. Khodataev K.V. Numerical modeling of the combustion, assisted by the microwave undercritical discharge in supersonic flow // *Proc. 43<sup>rd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, USA, 2005. P. 14847–14862.
  27. Ховатсон А.М. Введение в теорию газового разряда. М.: Атомиздат, 1980. 182 с.
  28. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 313 с.
  29. Khodataev K.V., Gorelik B.R. Diffusive and drift regimes of propagation of a plane ionization wave in microwave field // *Plasma Physics Reports*. 1997. V. 23. N 3. P. 215–224.
  30. Грачев Л.П., Есаков И.И., Малык С.Г. Сферический плазмод с нерезкой границей в линейно поляризованном квазистатическом электромагнитном поле // *ЖТФ*. 2001. Т. 71. №6. С. 23–27.
  31. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Т. 8. М.: Наука, 1982. 621 с.
  32. MacDonald A.D. *Microwave Breakdown in Gases*. NY: Wiley, 1966.
  33. Saha Megh Nad. On a physical theory of stellar spectra // *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*. 1921.V. centered non-equilibrium discharge for initiation and intensification of fuel combustion in high-speed flows. *Aviatsionnaya Promyshlennost'*, 2013, no. 2, pp. 19–25.
  14. Esakov I., Grachev L., Khodataev K., Van Wie D. The linear electromagnetic vibrator as the initiator of electric breakdown of air in deeply subcritical field of quasioptical microwave beam. *Proc. 49<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting*. Orlando, USA, 2011, paper AIAA 2011–1151. doi: 10.2514/6.2011-1151
  15. Khodataev K.V. The power effectivity of a microwave undercritical attached discharge, initiated by resonant vibrator. *Proc. 43<sup>rd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, USA, 2005, pp. 13341–13346.
  16. Khodataev K.V. The nature of surface MW discharges. *Proc. 48<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibition*. Orlando, USA, 2010, art. 2010–1378.
  17. Aleksandrov K.V., Esakov I.I., Lavrov P.B., Ravaev A.A., Khodataev K.V. Regular set of gas discharges on the surface of a dielectric in a quasi-optical microwave beam. *Technical Physics*, 2012, vol. 57, no. 8, pp. 1095–1100. doi: 10.1134/S1063784212080026
  18. Khodataev K.V. The ignition of the combustion and detonation by the undercritical microwave discharge. *Proc. 32<sup>nd</sup> AIAA Plasmadynamics and Laser Conference*. Anaheim, USA, 2001.
  19. Khodataev K.V. 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*. St. Petersburg, 2006.
  20. Bychkov D.V., Grachev L.P., Esakov I.I., Ravaev A.A., Severinov L.G. Electrical discharge excited by the deeply undercritical field of a microwave beam in a high-speed jet of air and air-propane mixture. *Technical Physics*, 2009, vol. 54, no. 9, pp. 1276–1283. doi: 10.1134/S1063784209090059
  21. Esakov I.I., Grachev L.P., Bychkov V.L., VanWie D.M. Investigation of undercritical MW discharge with volumetrically developed streamer structure in propane-air supersonic stream. *Proc. 44<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, USA, 2006, pp. 9493–9501.
  22. Esakov I., Khodataev K.V. Applicability of ionization-overheating instability theory for a microwave gas discharge. *Proc. 50<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting*. Nashville, USA, 2012, art. AIAA 2012-1163.
  23. Khodataev K.V. The initial phase of initiated undercritical microwave discharge. *Proc. 43<sup>rd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, USA, 2005, pp. 13347–13361.
  24. Aleksandrov K.V., Grachev L.P., Esakov I.I., Fedorov V.V., Khodataev K.V. Domains of existence of various types of microwave discharge in quasi-optical electromagnetic beams. *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2006, vol. 51, no. 11, pp. 1448–1456.
  25. Khodataev K.V. Breakdown threshold in the microwave field at low and high pressures in electronegative gas mixtures. *Technical Physics*, 2013, vol. 58, no. 2, pp. 294–297. doi: 10.1134/S1063784213020126
  26. Khodataev K.V. Numerical modeling of the combustion, assisted by the microwave undercritical discharge in supersonic flow. *Proc. 43<sup>rd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, USA, 2005, pp. 14847–14862.
  27. Khovatson A.M. *Introduction to the Theory of Gas Discharge*. Moscow, Atomizdat Publ., 1980, 182 p.
  28. Artsimovich L.A., Sagdeev R.Z. *Plasma Physics for Physicists*. Moscow, Atomizdat Publ., 1979, 313 p.
  29. Khodataev K.V., Gorelik B.R. Diffusive and drift regimes of propagation of a plane ionization wave in microwave field. *Plasma Physics Reports*, 1997, vol. 23, no. 3, pp. 215–224.
  30. Grachev L.P., Esakov I.I., Malyk S.G. A spherical plasmoid with a diffuse boundary in a linearly polarized quasistatic electromagnetic field. *Technical Physics*, 2001, vol. 46, no. 6, pp. 668–672. doi: 10.1134/1.1379631
  31. Landau L.D., Lifshits I.M. *Electrodynamics of Solid Mediums*. Moscow, Nauka Publ., 1982. 621 p.
  32. MacDonald A.D. *Microwave Breakdown in Gases*. NY, Wiley, 1966.
  33. Saha Megh Nad. On a physical theory of stellar spectra. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, 1921,

99. N 697. P. 135–153.
34. Khodataev K.V. Physics of super undercritical streamer discharge in UHF electromagnetic wave // Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, ICPIG. Toulouse, France, 1997.
  35. Khodataev K.V. The physical basis of the high ability of the streamer MW discharge to a resonant absorption of MW radiation // Proc. 42<sup>nd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting. Reno, USA, 2004. P. 1948–1955.
  36. Желтоводов А.А., Пимонов Е.А. Численное моделирование развития зоны энергоподвода в покоящейся воздушной среде и в сверхзвуковом потоке при взаимодействии с прямым скачком // ЖТФ. 2013. Т. 83. № 2. С. 21–35.
  37. Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В., Цыпленков В.В. Высокочастотный пробой воздуха в присутствии металлического шара // Физика плазмы. 1992. Т. 18. №3. С. 411–413.
  38. Грачев Л.П., Есаков И.И. Мишин Г.И., Ходатаев К.В. Высокочастотный пробой воздуха в присутствии вибратора // ЖТФ. 1995. Т. 65. № 7. С. 60–67.
  39. Жуков В.П. Воспламенение насыщенных углеводородов при высоких давлениях и инициирование детонации наносекундным разрядом: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Долгопрудный, 2005. 22 с.
  40. Lefkowitz J.K., Ombrello T. Study of nanosecond pulsed high frequency discharge ignition in a flowing methane // Proc. 55<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting Air Mixture. Grapevine, USA, 2017. Art. AIAA 2017-1777.
  - vol. 99, no. 697, pp. 135–153.
  34. Khodataev K.V. Physics of super undercritical streamer discharge in UHF electromagnetic wave. *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, ICPIG*. Toulouse, France, 1997.
  35. Khodataev K.V. The physical basis of the high ability of the streamer MW discharge to a resonant absorption of MW radiation. *Proc. 42<sup>nd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting*. Reno, USA, 2004, pp. 1948–1955.
  36. Zheltovodov A.A., Pimonov E.A. Numerical simulation of an energy deposition zone in quiescent air and in a supersonic flow under the conditions of interaction with a normal shock. *Technical Physics*, 2013, vol. 58, no. 2, pp. 170–184. doi: 10.1134/S1063784213020278
  37. Grachev L.P., Esakov I.I., Khodataev K.V., Tsyplenkov V.V. High-frequency breakdown of air in the presence of a metal ball. *Fizika Plazmy*, 1992, vol. 18, no. 3, pp. 411–413. (In Russian)
  38. Grachev L.P., Esakov I.I. Mishin G.I., Khodataev K.V. High-frequency breakdown of air in the presence of a vibrator. *Technical Physics*, 1995, vol. 65, no. 7, pp. 60–67. (In Russian)
  39. Zhukov V.P. *Ignition of Saturated Hydrocarbons at High Pressures and Initiation of Detonation by a Nanosecond Discharge*. *Avtoreferat Dis. Phi.-Math. Sci.* Dolgoprudnyi, Russia, 2005, 22 p.
  40. Lefkowitz J.K., Ombrello T. Study of nanosecond pulsed high frequency discharge ignition in a flowing methane. *Proc. 55<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting Air Mixture*. Grapevine, USA, 2017, art. AIAA 2017-1777.

### Авторы

**Булат Павел Викторович** – кандидат физико-математических наук, кандидат экономических наук, заведующий международным научным подразделением, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, Pavelbulat@mail.ru

**Есаков Игорь Иванович** – доктор физико-математических наук, заместитель генерального директора, АО Московский радиотехнический институт РАН, Москва, 117519, Российская Федерация, esakov@mrtiran.ru

**Грачев Лев Петрович** – начальник отдела, АО Московский радиотехнический институт РАН, Москва, 117519, Российская Федерация, Esakov@mrtiran.ru

**Денисенко Петр Викторович** – кандидат физико-математических наук, доцент, Университет Уорвика, Ковентри, CV4 7AL, Великобритания, p.denissenko@gmail.com

**Булат Михаил Павлович** – аспирант, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, bulat\_mh@mail.ru

**Волобуев Игорь Алексеевич** – аспирант, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация; генеральный директор, ООО «ВНХ-Энерго», Санкт-Петербург, 198035, Российская Федерация, Volobuev\_ig@mail.ru

### Authors

**Pavel V. Bulat** – PhD, Head of the International Research Unit, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, Pavelbulat@mail.ru

**Igor I. Esakov** – D.Sc., Deputy General Director for scientific work, Moscow Radiotechnical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117519, Russian Federation, esakov@mrtiran.ru

**Lev P. Grachev** – Head of department, Moscow Radiotechnical Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117519, Russian Federation, Esakov@mrtiran.ru

**Petr V. Denissenko** – PhD, Associate Professor, Warwick University, Coventry, CV4 7AL, United Kingdom, p.denissenko@gmail.com

**Mikhail P. Bulat** – postgraduate, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, bulat\_mh@mail.ru

**Igor A. Volobuev** – postgraduate, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation; Chief Executive Officer, LLC “VNH-Energo”, Saint Petersburg, 198035, Russian Federation, Volobuev\_ig@mail.ru



**Булат Павел Викторович.** Окончил с отличием Ленинградский механический институт (Балтийский государственный технический университет «Военмех»), заняв 1-е место на конкурсе дипломных проектов. В 1993 г. окончил аспирантуру Балтийского государственного технического университета «Военмех» по специальности «Механика жидкости газа и плазмы». В 2000 г. окончил аспирантуру Санкт-Петербургского государственного университета экономики и финансов. В том же году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата экономических наук по теме «Инновационные стратегии в топливно-энергетическом комплексе страны». В 2012 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме «Сверхзвуковое течение в канале с внезапным расширением». Специалист в области ударно-волновых процессов и аэродинамики сверхзвуковых летательных аппаратов. Автор 5 патентов, 89 научных статей. Эксперт «Сколково» в кластерах «Космос», «Энерготех», «Ядертех». Эксперт ОАО «РОСНАНО» в областях: энергоэффективность, аэрокосмическая техника, специальная электроника, МЭМС, микроэлектроника, двигатели, упрочнение материалов, точная и специальная механика. Руководитель международной научной лаборатории «Механика и энергетические системы» Университета ИТМО.

**Pavel V. Bulat.** In 1988 he graduated with honors from Leningrad Mechanical Institute (Baltic State Technical University "Voenmech") and won the 1st place in the competition of diploma projects. In 1993 he completed his postgraduate education in Baltic State Technical University "Voenmech" in specialty "Mechanics of liquids, gas and plasma". In 2000 he completed postgraduate studies at St. Petersburg State University of Economics and Finance. In the same year he defended his thesis for the degree of Candidate of Economic Sciences on the theme "Innovative strategies in fuel and energy sector of the country". In 2012 he defended his thesis for the degree of Candidate of Physical and Mathematical Sciences on "Supersonic flow in a channel with sudden expansion". Pavel Bulat is an expert in the field of shock-wave processes and aerodynamics of supersonic aircrafts. He is the author of 5 patents and 89 scientific articles. He works as an expert for the Skolkovo Foundation in "Space", "Energy" and "Nuclear" clusters. The expert of "RUSNANO" in the areas of: energy efficiency, aerospace engineering, special electronics, MEMS, micro-electronics, engines, materials hardening, precise and special mechanics. Pavel Bulat is also the Head of the International scientific laboratory "Mechanics and Energy Systems" of ITMO University.



**Есаков Игорь Иванович.** Доктор физико-математических наук, заместитель генерального директора АО «МРТИ РАН» по научной работе. Имеет 30-летний опыт работы в области физики плазмы, включая физику СВЧ газоразрядной плазмы и сильных электромагнитных волн. Степень доктора физико-математических наук по специальности «Физика плазмы» получил в МГУ в 2011 г. Является признанным экспертом в области физики и техники СВЧ-разрядов в газах, плазменной аэродинамики и плазменно-стимулированного горения, плазменной газодинамики, электрофизических установок и др. Перечень его научных статей и опубликованных докладов на международных конференциях насчитывает более 110 публикаций.

**Igor I. Esakov.** He is a Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Deputy General Director of JSC "MRTI RAS" for scientific work. He has 30 years of experience in the field of plasma physics, including the physics of microwave gas discharge plasma and strong electromagnetic waves. He received scientific degree of Doctor of Physical and Mathematical Sciences in the specialty "Plasma Physics" at MSU in 2011. He is a recognized expert in the field of physics and technology of microwave discharges in gases, plasma aerodynamics and plasma-stimulated combustion, plasma gas dynamics, electrophysical installations, etc. A list of his scientific articles and published papers at the international conferences has more than 110 publications.



**Грачев Лев Петрович.** Известный специалист в области электрических разрядов в газах высокого давления, является инициатором создания нового научного направления и одним из первых исследователей в области физики и техники стримерных СВЧ-разрядов в квазиоптических электромагнитных пучках. За плечами – 40-летний опыт экспериментальных работ в стенах АО «МРТИ РАН». Является бессменным руководителем экспериментальных исследований в НТЦ «Плазменных технологий» АО «МРТИ РАН». Последнее десятилетие успешно работает в области СВЧ плазменной аэродинамики и СВЧ-стимулированного горения. Является главным автором недавно опубликованной коллективной монографии, посвященной СВЧ-разрядам в газах, а также соавтором более 100 научных трудов.

**Lev P. Grachev.** A well-known expert in the field of electrical discharges in high-pressure gases. He is the initiator of the creation of a new scientific direction and one of the first researchers in the field of physics and technology of streamer microwave discharges in quasi-optical electromagnetic beams. He has 40 years of experience in experimental work at the JSC "MRTI RAS". He is the permanent experimental research leader in the Scientific and Technical Center "Plasma Technologies" of JSC "MRTI RAS". For the last decade he has been successfully working in the field of microwave plasma aerodynamics and microwave stimulated combustion. He is the main author of the recently published collective monograph on microwave discharges in gases, as well as a co-author of more than 100 scientific papers.



**Денисенко Петр Валерьевич.** Физик-экспериментатор, вырос в Красноярске, в 1996 году окончил магистратуру физического факультета Новосибирского государственного университета по специальности «Физика плазмы». Проходил стажировку на открытой ловушке ГОЛ-3 в Институте ядерной физики имени Будкера СО РАН. В 1997–2001 г.г. учился в аспирантуре Гонконгского университета науки и технологии. В 2004 году получил степень доктора философии по прикладной математике в Хальском университете в Великобритании. Работая в Хальском университете в 2001–2007 г.г., занимался асимметричными вращающимися течениями, проводил эксперименты по дрейфу и концентрации частиц на поверхности воды под влиянием капиллярных волн, участвовал в экспериментах в области волновой турбулентности, а также изучал динамику взвесей микроорганизмов. В настоящее время занимает должность доцента в инженерной школе университета Уорвика в Великобритании. Преподает гидродинамику студентам-четверокурсникам и руководит рядом студенческих проектов. Занимается исследованиями в области гидродинамики микроорганизмов, двухфазными течениями вода–масло и дисперсией в пористых средах.

**Petr V. Denissenko.** Experimental physicist, brought up in Krasnoyarsk, he graduated from Novosibirsk State University in 1996 with MSc in Plasma Physics. He worked as a practitioner at the GOL-3 open trap at Budker Institute of Nuclear Physics

SB RAS. In 1997-2001 he attended a postgraduate programme at Hong Kong University of Science and Technology. In 2004 he got a PhD in Applied Mathematics from the University of Hull, the United Kingdom. While working at Hull in 2001-2007, he carried out experiments in asymmetric rotating flows, drift and aggregation of floaters under the influence of capillary waves, participated in experiments on wave turbulence, and studied dynamics of microorganism suspensions. Currently, he is employed as an Associate Professor at the School of Engineering, University of Warwick. He teaches Advanced Fluid Dynamics and supervises a number of student projects. Research interests include dynamics of microorganism suspensions, two-phase oil-water flows, and dispersion in porous media.



**Булат Михаил Павлович.** В 2013 г. окончил Балтийский государственный технический университет (Военмех), с 2013 г. по настоящее время – аспирант Университета ИТМО, инженер ЦТТ «Кулон», руководитель проекта гибридных газовых подшипников. Сфера деятельности – инновации, управление техническими проектами, исследования в области авиационной техники и энергетических систем. Автор 12 публикаций в международных рецензируемых изданиях. Победитель конкурса на получение стипендии Правительства РФ среди аспирантов на 2015–2016 г. Участник проекта «Разработка технологий создания газостатических управляемых опор тяжелых (до 300 кг) роторов силовых установок (СУ) космических и летательных аппаратов (ЛА)». Прошел все стадии проекта, начиная с идеи, реализованной в рамках дипломного проекта в университете, до стадии лабораторной технологии, успешно завершённой в рамках гранта Стадии 1 Фонда «Сколково».

**Mikhail P. Bulat.** In 2013 he graduated from Baltic State Technical University (Voenmeh), from 2013 to the present he is a postgraduate student of ITMO University. From 2014 to the present, he is an engineer at the TTC "Kulon", the Head of the project of hybrid gas bearings.

His innovative activity includes management of technical projects, research in the field of aviation equipment and energy systems. He is the author of 12 publications in international peer-reviewed editions. He is the winner of the competition for a scholarship of the Government of the Russian Federation among postgraduate students for 2015-2016. The project "Development of technologies for the creation of gas-static controlled supports for heavy (up to 300 kg) rotors of power plants of space vehicles and aircrafts" has passed all the stages, starting with the idea realized in the framework of the diploma project at Baltic State Technical University "Voenmeh" in 2013, to the stage of laboratory technology successfully completed within the framework of the Stage 1 grant of the Skolkovo Foundation.



**Волобуев Игорь Алексеевич.** В 2015 году окончил Балтийский государственный технический университет (Военмех), с 2015 г. по настоящее время – аспирант Университета ИТМО. С 2015 года и по настоящее время – генеральный директор ООО «ВНХ-Энерго». Имеет трехлетний опыт участия в выполнении НИОКР в составе рабочей группы в рамках государственных контрактов.

**Igor A. Volobuev.** In 2015 he graduated from Baltic State Technical University (Voenmeh), from 2015 to the present he is a postgraduate student of ITMO University. From 2015 to the present he is a General Director of LLC "VNH-Energo". He has three years of experience in R&D as part of a working group in the framework of state contracts.