

ВЛИЯНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА НА ПЕРЕХОД ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ

В. П. Жуков, А. Ю. Стариковский

Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный
victorzhuikov@mail.ru

Экспериментально показана возможность применения высоковольтного наносекундного разряда для инициирования детонации в газе. Эксперименты проводились в смесях $C_3H_8 + 5O_2$ и $C_3H_8/C_4H_{10} + 5O_2 + xN_2$ ($x = 0 \div 10$) при начальном давлении $0.15 \div 0.6$ атм. Разряд возбуждался импульсом напряжения длительностью ≈ 60 нс и амплитудой $4 \div 70$ кВ, при этом энерговыделением составлял $0.07 \div 12$ Дж. В условиях эксперимента наблюдалось три режима распространения пламени: медленное горение, переходная детонация и детонация Чепмена — Жуге. При инициировании разрядом длина перехода горения в детонацию в трубе диаметром 140 мм в смеси $C_3H_8 + 5O_2$ составила 130 мм при начальном давлении 0.3 атм и энергии инициирования 70 мДж.

Ключевые слова: детонация, инициирование детонации, неравновесная плазма, градиентный механизм.

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия многими научными центрами ведется разработка нового типа реактивного двигателя — пульсирующего детонационного двигателя (ПДД). Преимуществом ПДД как двигателя летательного аппарата является высокий удельный импульс в широком диапазоне чисел Маха. Двигатель представляет собой заглушенную с одного конца трубу, заполняемую горючей смесью. Со стороны заглушенного конца инициируется детонационная волна. Выходящий со стороны открытого конца поток газа создает тягу. Для широкого применения таких двигателей необходимо обеспечить малую длину и малое время перехода горения в детонацию в смесях топлива — воздух, где топливом будет дешевая смесь углеводородов (например, керосин). При этом затраты на инициирование детонации должны быть существенно меньше энергии, выделяемой при сгорании топлива.

Детонационная волна может быть создана двумя способами: прямым инициированием и путем перехода горения в детонацию. В первом случае источник воспламенения создает волну воспламенения достаточной мощности — такой, что источник воспламенения непосредственно формирует детонационную волну. Во втором случае для воспламенения используется источник с относительно малой энергией, а детонационная волна возникает в результа-

те ускорения волны горения через взаимодействие с ее окружением. Прямое инициирование детонации требует концентрированного источника с чрезвычайно высоким энерговыделением. Горение может быть получено в типичной углеводородовоздушной смеси, например, в стехиометрической смеси пропан — воздух при давлении 1 атм, искрой с энергией 1 мДж, в то время как прямое инициирование детонации в той же смеси требует энерговыдела ≈ 100 кДж [1]. Разница в шесть порядков величины показывает общие трудности, связанные с применением прямого инициирования детонации в ПДД. С другой стороны, после воспламенения «слабой» искрой процесс перехода горения в детонацию происходит на расстоянии нескольких метров и в течение значительного времени.

Для решения данной задачи необходимо понять, как наиболее эффективно создавать очаги воспламенения и как их усиливать до детонации. Одним из способов решения данной задачи является так называемый механизм усиления ударной волны когерентным энерговыделением [2]. Авторы работы [2] считают, что наиболее эффективным способом усиления ударной волны и ускорения перехода горения в детонацию является одновременное энерговыделение. Синхронизация энерговыделения соответствующей величины с фронтом ударной волны приводит к созданию детонационной волны. Период индукции, а следовательно, и когерентность энерговыделения зави-

сят от температуры и концентрации свободных радикалов. Исходя из этого идеальным способом инициирования детонации в газе было бы применение однородного по пространству и короткого по длительности газового разряда, с помощью которого в объеме газа можно создать квазиоднородное поле радикалов.

Чаще всего для ускорения перехода горения в детонацию внутри канала, по которому распространяется волна горения, устанавливаются различные препятствия [2–4]. Препятствия способствуют перемешиванию газа и создают локальные неоднородности, что приводит к появлению новых очагов воспламенения и увеличению скорости распространения пламени. Другим часто применяемым методом инициирования детонации является использование дополнительной вспомогательной камеры [5–7]. Горючая смесь первоначально воспламеняется во вспомогательной камере. Пламя из вспомогательного объема по специальным каналам поступает в основной канал, в котором инициируется детонация.

Оба упомянутых метода ускорения перехода горения в детонацию имеют общий недостаток. Увеличение скорости пламени вследствие турбулизации на препятствиях зависит от самой скорости пламени. На начальном этапе ее значение мало и ускорение тоже мало. Кроме того, установка препятствий внутри трубы снижает создаваемый детонационным двигателем удельный импульс. Хорошей альтернативой данному методу инициирования детонации является градиентный механизм [8]. Для осуществления данного способа инициирования детонации необходимо создать в смеси градиент, например, концентрации радикалов. Для этой цели подходит высоковольтный наносекундный разряд, обладающий высокой пространственной однородностью и высокой эффективностью генерации активных частиц в газе [9, 10]. Необходимый градиент концентрации радикалов можно получить, подобрав соответствующим образом геометрию и характеристики разрядного устройства.

В работе [11] экспериментально исследовался процесс инициирования детонации в газе. С помощью искрового разряда инициировалась детонация в стехиометрической смеси кислород — ацетилен преимущественно при давлении 100 Торр. Измерялась минимальная критическая энергия прямого инициирования детонации, которая составляла для дан-

ной смеси $0.3 \div 8$ Дж/см. Обнаружена сильная зависимость критической энергии от мощности источника инициирования (в данном случае искры). Так, критическая энергия инициирования составила 0.3 Дж/см при мощности 0.24 МВт/см и 8 Дж/см при мощности 0.06 МВт/см. Таким образом, минимальная энергия инициирования достигается при использовании источника с максимальной мощностью, а не с максимальной энергией.

В работах [12, 13] воспламенение инициировалось импульсным коронным разрядом. Эксперименты проводились при атмосферном давлении в метановоздушной смеси. На высоковольтный электрод подавался короткий импульс (≈ 50 нс) напряжения. Выполненное в работах [12, 13] сравнение эффективности воспламенения дуговым и импульсным коронным разрядами показало, что по времени воспламенения импульсный коронный разряд в три раза эффективнее дугового. Большая эффективность объясняется тем, что в импульсном коронном разряде больше плотность электронов с высокой энергией, которые ответственны за производство радикалов и ионов.

Теоретически вопрос инициирования воспламенения с помощью наносекундного разряда рассмотрен в [9]. Внимание в этой работе сконцентрировано на высокоскоростной волне ионизации. Для данного типа газового разряда характерны высокая скорость распространения ($\approx 10^9 \div 10^{10}$ см/с), высокие напряженности электрического поля ($E/n \geq 1$ кТд, $1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В}\cdot\text{см}^2$), пространственная однородность и малые времена возбуждения газа (≤ 100 нс [10]). Вследствие высокой напряженности поля в высокоскоростной волне ионизации происходят активное возбуждение внутренних степеней свободы, ионизация и диссоциация газа [10]. В работе [9] показано, что в процессе инициирования воспламенения с помощью наносекундного разряда основную роль играют реакции прямой диссоциации газа электронным ударом и диссоциативного тушения электронно-возбужденных уровней азота кислородом, дающие основной вклад в производство активных радикалов. Результаты данного исследования нашли экспериментальное подтверждение в работе [14], в которой изучался процесс воспламенения водорода и метана при воздействии наносекундного высоковольтного разряда. Измерялось время задержки воспламенения за отраженной ударной волной при

воздействии разряда на топливную смесь и без воздействия. В торце ударной трубы была смонтирована разрядная камера, в которой после отражения ударной волны от торца зажигался высоковольтный наносекундный разряд. Высоковольтный импульс, подаваемый на электроды камеры, имел амплитуду ≈ 160 кВ и длительность ≈ 40 нс. Энерговклад в разряде варьировался от 10^{-3} до $5 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³. Температура газа за отраженной ударной волной составляла $750 \div 2200$ К. При использовании разряда сдвиг по температуре воспламенения в зависимости от давления составил $100 \div 600$ К. Полученные результаты коррелируют с результатами расчета. В последующей своей работе [15] авторы исследовали пространственную однородность пламени при воспламенении наносекундным разрядом. За отраженной ударной волной с помощью высокоскоростной ПЗС-камеры проведена съемка излучения разряда и пламени. При $p \approx 0.6$ атм разряд пространственно-однороден, а при $p \approx 1.9$ атм имеет филаментарную (слоистую) структуру. Степень пространственной однородности разряда оказывает влияние на характер воспламенения: при $p = 0.5$ атм воспламенение достаточно однородно по пространству, а при $p = 1.5$ атм наблюдаются выраженные очаги воспламенения.

В работе [16] теоретически исследован вопрос применения наносекундных разрядов для инициирования детонации. Показано, что для формирования детонационной волны необходимо, чтобы типичное время выделения энергии при химическом превращении было меньше времени газодинамических процессов. Применение холодной неравновесной плазмы наносекундного разряда облегчает переход горения в детонацию вследствие низкой скорости звука и высоких скоростей химических реакций. Выполненные в работе [16] расчеты для смесей водород — воздух и метан — воздух показывают, что при вложенной в наносекундном разряде энергии 0.4 Дж/см³ порог воспламенения сдвигается на 400 К. С точки зрения инициирования детонации преимуществами высоковольтного наносекундного разряда являются:

- высокая пространственная однородность;
- малое время возбуждения газа (< 100 нс);
- высокая мощность энерговклада разряда в импульсе;
- большие электрические поля в разряде и, как следствие, большая плотность радикалов

Состав смеси пропан/бутан, определенный хроматографически

Компонент	Доля, %
Метан	0.03
Этан	1.2
Пропан	78
Бутан	13
Пентаны	7

и электронно-возбужденных частиц в плазме.

В настоящей работе поставлена задача экспериментального исследования процессов перехода горения в детонацию при возбуждении газа высоковольтным наносекундным разрядом.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились в установке (рис. 1), состоящей из пяти основных частей: высоковольтного блока питания, генератора импульсных напряжений, подводящей линии, детонационной трубы и диагностической аппаратуры.

Главной частью экспериментальной установки является детонационная труба. Она собрана из трех секций суммарной длиной 1570 мм. Внутренний диаметр трубы, изготовленной из нержавеющей стали, составляет 140 мм. В боковые стенки и торец трубы вмонтированы окна. К одному из торцов трубы пристыкована разрядная камера таким образом, что она целиком помещена в детонационную трубу. Монтаж разрядной камеры выполнен на массивном плексигласовом изоляторе. Разрядная камера состоит из 130 отдельных одинаковых коаксиальных разрядных устройств. В каждом из них высоковольтный электрод имеет длину 60 мм, диаметр 3 мм, а низковольтный электрод — длину 140 мм, диаметр 9 мм. Суммарный объем разрядной камеры, заполняемый газом, составляет ≈ 200 см³.

Начальное давление смеси внутри детонационной трубы измерялось деформационным вакуумметром. Исследуемые смеси готовились по парциальным давлениям компонентов. Для приготовления топливной смеси $C_3H_8/C_4H_{10} + 5O_2 + xN_2$ использовалась пропан-бутановая смесь марки СПБТ. Результаты хроматографического анализа образца пропан-бутановой смеси приведены в таблице.

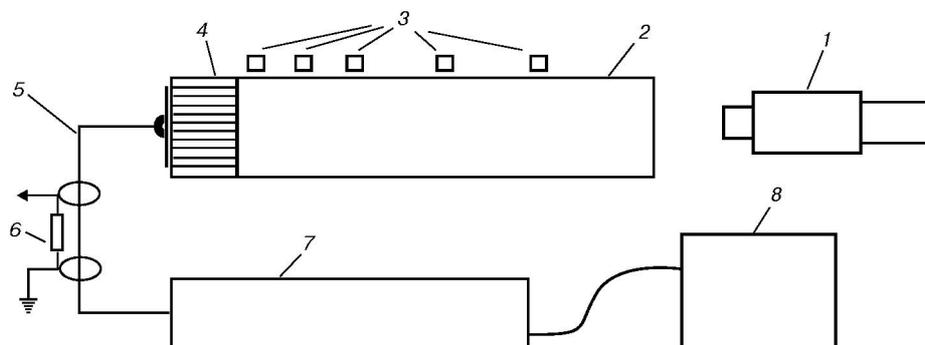


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — ПЗС-камера с усилителем яркости, 2 — детонационная труба, 3 — ИК-фоторезисторы, 4 — разрядная камера, 5 — высоковольтная коаксиальная линия, 6 — шунт обратного тока, 7 — генератор импульсных напряжений, 8 — высоковольтный блок питания

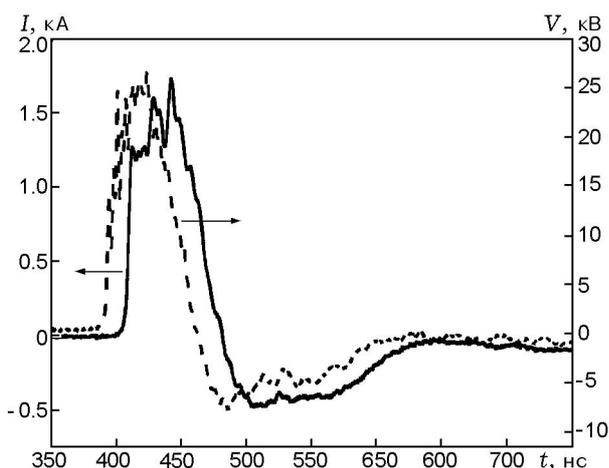


Рис. 2. Оциллограммы сигналов с токового шунта (сплошная линия) и емкостного датчика (штриховая линия), пересчитанные в ток и напряжение разряда

Высоковольтный импульс подводится к разрядной секции с помощью коаксиальной линии. В высоковольтную коаксиальную линию вмонтированы шунт обратного тока и два емкостных датчика. Общая длина коаксиальной линии равна 1.56 м. Заполненная водой линия имеет электрический импеданс 16 Ом, определенный по геометрии линии ($D = 55$ мм, $d = 6$ мм). Шунт обратного тока вмонтирован в коаксиальную линию на расстоянии 54 см от разрядной камеры. Резисторы в шунте расположены так, что геометрия высоковольтной линии в шунте максимально сохраняется.

Для определения влияния отраженного от

разрядной секции импульса на измерения параметров падающего импульса выполнены вспомогательные измерения. С помощью шунта обратного тока и емкостного датчика, расположенных соответственно на расстоянии 54 и 107 см от разрядной камеры, контролировалась форма импульса напряжения, подаваемого на высоковольтный электрод по высоковольтной линии. Для разделения падающего и отраженного от разрядного устройства импульсов учитывалось, что: 1) измерения, выполненные в различных сечениях линии, соответствуют различному перекрытию по времени падающего и отраженного импульсов; 2) отраженные импульсы тока и напряжения имеют разные знаки. На рис. 2 представлены оциллограммы сигналов с токового шунта и емкостного датчика. Форма сигналов примерно одинаковая, а временной промежуток между сигналами (17 нс) соответствует расстоянию между шунтом и емкостным датчиком (53 см). Исходя из этого, можно заключить, что амплитуда отраженного импульса мала по сравнению с амплитудой падающего. Энерговклад в разряде (далее энергия разряда) вычислялся по формуле

$$W = Z \int I^2(t) dt, \quad (1)$$

где I — ток разряда, Z — импеданс линии, равный 16 Ом.

Для формирования высоковольтных наносекундных импульсов использовался генератор импульсных напряжений, собранный по схеме Маркса. Генератор был собран внутри герметичного баллона, заполняемого азотом, и состо-

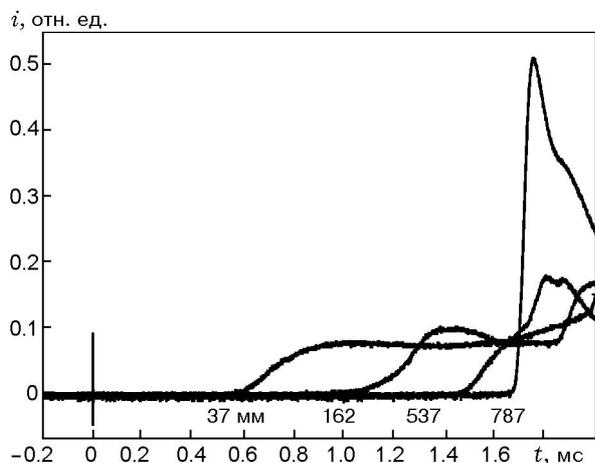


Рис. 3. Осциллограммы ИК-излучения пламени, измеренные в различных точках детонационной трубы, смесь $C_3H_8/C_4H_{10} + 5O_2 + N_2$, давление 0.3 атм, режим переходной детонации

ял из пятнадцати каскадов емкостью 6 нФ каждый. Принцип работы генератора описан в [17]. Для запуска генератора использовался вспомогательный искровой генератор. Он создавал искровой пробой на первом каскаде генератора Маркса, в результате чего происходило срабатывание генератора. Зазор разрядника первого каскада регулировался, зазор остальных разрядников генератора не регулировался и составлял ≈ 10 мм. При работе генератора мощность выходного импульса задавалась зарядным напряжением. Максимальная амплитуда импульса, создаваемого генератором, 70 кВ с длительностью на полувысоте 50 нс.

Максимальное электрическое поле достигается вблизи заостренного высоковольтного электрода. Рассчитанное для коаксиального разрядного устройства максимальное электростатическое поле составляет $30 \div 700$ кВ/см и определяется его поперечными размерами. При этом приведенное электрическое поле $E/n = 300 \div 7000$ Тд. По данным работы [14] зависимость времени задержки воспламенения разрядом от величины приведенного поля носит пороговый характер. Порог составляет ≈ 100 Тд, а минимальное время задержки воспламенения достигается при поле ≈ 400 Тд. Таким образом, в данном эксперименте созданы условия, оптимальные для воспламенения разрядом.

Распространение пламени в детонационной трубе контролировалось с помощью пяти ИК-датчиков. Чувствительным элементом

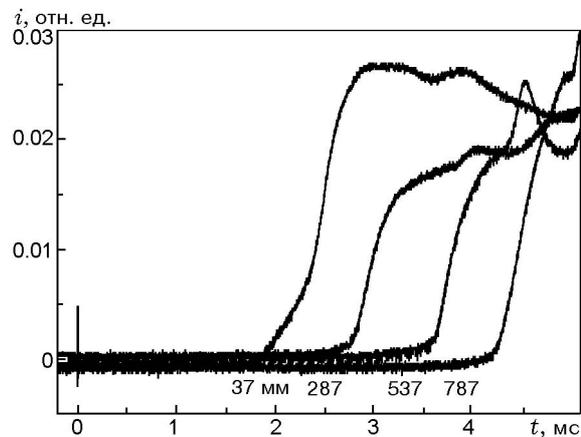


Рис. 4. Осциллограммы ИК-излучения пламени, измеренные в различных точках детонационной трубы, смесь $C_3H_8/C_4H_{10} + 5O_2$, давление 0.16 атм, режим дефлаграции

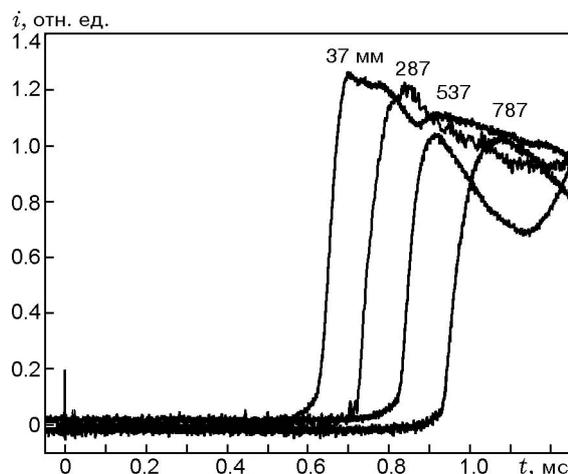


Рис. 5. Осциллограммы ИК-излучения пламени, измеренные в различных точках детонационной трубы, смесь $C_3H_8/C_4H_{10} + 5O_2$, давление 0.3 атм, режим детонации Чепмена — Жуге

датчиков являются фоторезисторы, изготовленные из селенида свинца и имеющие диапазон чувствительности $0.9 \div 4.6$ мкм. Датчики были закреплены вдоль оси трубы на расстоянии 37, 162, 287, 537 и 787 мм от разрядной камеры. Промежутки между первым, третьим, четвертым и пятым датчиками одинаковы и равны 250 мм каждый. Окна трубы изготовлены из плексигласа (полиметилтетаакрилата). Основными линиями излучения, регистрируемыми в эксперименте (с учетом диапазона чув-

ствительности датчиков и максимума поглощения плексигласа на длине волны 3.5 мкм), являются полосы H_2O на длинах волн 1.8 и 2.7 мкм и полоса CO_2 на длине волны 2.8 мкм. На рис. 3 представлена типичная осциллограмма сигналов ИК-датчиков, соответствующая режиму переходной (нестационарной) детонации. В случае наблюдения режимов медленного распространения пламени и детонации Чепмена — Жуге форма профиля ИК-излучения по мере продвижения фронта пламени по трубе меняется незначительно (рис. 4, 5). Профили ИК-излучения, полученные в дозвуковом режиме распространения пламени и режиме детонации Чепмена — Жуге, подобны, но имеют различный масштаб по времени и амплитуде сигнала.

Погрешность определения скорости фронта пламени определяется, главным образом, изменением формы сигнала. В режиме детонации фронты сигналов более «правильные» по сравнению с сигналами в режиме горения (дозвукового распространения пламени). Погрешность определения скорости фронта пламени в режиме детонации составляет 80 м/с (3 %), в режиме горения — 20 м/с (7 %).

Время задержки воспламенения в данных экспериментах определялось как время от начала наносекундного разряда до момента достижения максимальной скорости нарастания ИК-излучения в сечении, находящемся на расстоянии 37 мм от торца разрядной камеры. Корректность данного определения базируется на предположении, что период индукции при воспламенении (≈ 1 мс) много больше длительности вспышки (≈ 0.1 мс) и времени прохождения волной воспламенения расстояния от разрядной камеры до первого ИК-датчика (0.1 ÷ 0.01 мс). В проведенных экспериментах данные предположения соблюдались всегда.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Влияние азота на воспламенение наносекундным разрядом

В эксперименте наблюдается сильная зависимость времени задержки воспламенения от концентрации азота, которая может быть описана с точностью 15 % аппроксимационной формулой (рис. 6)

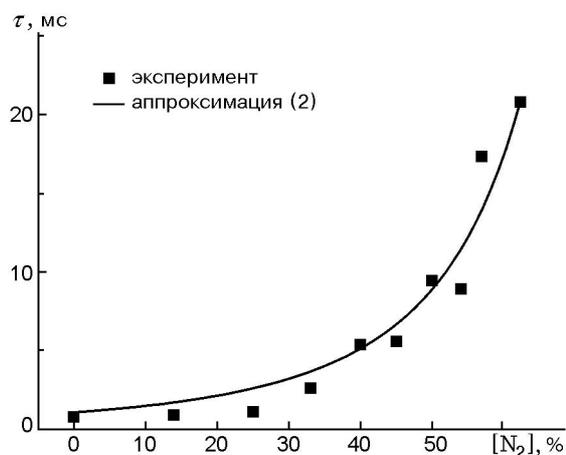


Рис. 6. Зависимость времени задержки воспламенения смеси $\text{C}_3\text{H}_8/\text{C}_4\text{H}_{10} + 5\text{O}_2 + x\text{N}_2$ от доли азота в смеси

$$\tau = \frac{1.1 \cdot 10^6}{(100\% - [\text{N}_2])^3}, \quad (2)$$

где τ — время задержки воспламенения, мс; $[\text{N}_2]$ — доля азота, %. Присутствие азота в топливной смеси: 1) уменьшает отношение удельной теплоты сгорания смеси к ее теплоемкости; 2) уменьшает концентрацию пропана и кислорода при фиксированном общем давлении; 3) увеличивает скорость реакций рекомбинации; 4) уменьшает образование химически активных частиц в газовом разряде. В работе [18] приведен краткий анализ влияния доли инертного разбавителя в смеси на время задержки воспламенения пропана при термическом самовоспламенении за ударной волной. При температуре 1200 ÷ 1800 К зависимость времени задержки воспламенения пропана за отраженной ударной волной от уровня разбавления близка к следующей:

$$\tau \approx (1 - [\text{N}_2])^{-x}, \quad x = 0.45 \div 0.65. \quad (3)$$

Аналогичная зависимость характерна и для других углеводородов. В случае воспламенения при температуре выше 1200 К определяющим фактором является доля кислорода в смеси.

В смесях $\text{C}_3\text{H}_8/\text{C}_4\text{H}_{10} + 5\text{O}_2 + x\text{N}_2$ была измерена минимальная энергия разряда, необходимая для воспламенения, при начальном давлении 0.3 атм. Минимальная энергия воспламенения возрастает с увеличением доли азота в смеси: от 70 мДж при $[\text{N}_2] = 25\%$ до 12 Дж при $[\text{N}_2] = 62.5\%$. Экстраполяция минимальной энергии воспламенения до concentra-

ции $[N_2] = 77\%$ дает значение ≈ 25 Дж. Зависимости минимальной энергии воспламенения и времени задержки воспламенения от доли азота в смеси подобны. Существует некоторая критическая начальная концентрация активных частиц, например, атомов кислорода, при превышении которой воспламенение смеси может протекать по цепному механизму самостоятельно при температуре ниже температуры самовоспламенения. Механизм воспламенения при возбуждении наносекундным разрядом подробно рассмотрен в работе [9]. Предположим, что вся энергия разряда расходуется на нагрев газа, в этом случае при давлении 0.3 атм газ в разрядной камере при энергии разряда 0.07 Дж нагреется менее чем на 1 К, т. е. механизм воспламенения смеси под действием разряда нетермический и воспламенение осуществляется за счет образования в разряде радикалов, электронно-возбужденных и колебательно-возбужденных молекул.

Инициирование детонации в данном случае протекает в две стадии. На первой стадии с помощью разряда воспламеняется смесь в разрядной камере. В результате в разрядной камере выделяется энергия ≈ 1000 Дж, которой достаточно для формирования детонационной волны в данных условиях. При таком способе возбуждения газа разрядом создаются условия для инициирования детонации по градиентному механизму [8]. В использованном разрядном устройстве напряженность электрического поля и, следовательно, плотность радикалов в разряде нарастают от низковольтного электрода к высоковольтному. При зажигании разряда электроны и вакуумное УФ-излучение могут выходить из разрядной камеры, однако пробег электронов и вакуумных УФ-квантов в воздухе при давлении $0.16 \div 0.6$ атм не превышает нескольких сантиметров. Поэтому в данном эксперименте наработка активных частиц при возбуждении разрядом осуществляется только в разрядной камере.

2.2. Режимы распространения пламени в детонационной трубе

После практически одновременного воспламенения смеси во всем объеме разрядной камеры возникает волна воспламенения, движущаяся от разрядной камеры к торцу детонационной трубы. Режим распространения пламени в детонационной трубе определяется давлением и составом смеси. На рис. 7 представ-

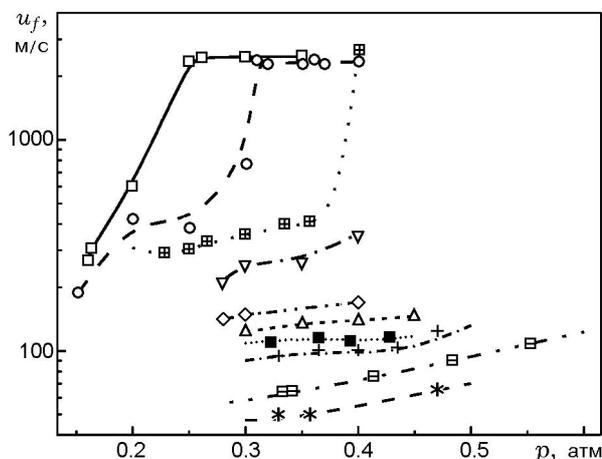


Рис. 7. Зависимость скорости пламени в смеси $C_3H_8/C_4H_{10} + 5O_2 + xN_2$ от давления при различном разбавлении азотом:

□ — $x = 0$ ($[N_2] = 0$), ○ — $x = 1$ ($[N_2] = 14\%$),
 ▣ — $x = 2$ ($[N_2] = 25\%$), ▽ — $x = 3$ ($[N_2] = 33\%$),
 ◇ — $x = 4$ ($[N_2] = 40\%$), △ — $x = 5$ ($[N_2] = 45\%$),
 ■ — $x = 6$ ($[N_2] = 50\%$), + — $x = 7$ ($[N_2] = 54\%$),
 ▢ — $x = 8$ ($[N_2] = 57\%$), * — $x = 10$ ($[N_2] = 63\%$)

лена зависимость скорости пламени в детонационной трубе при различных параметрах смеси пропан/бутан + $5O_2 + xN_2$, измеренная на расстоянии 412 мм от торца разрядной камеры.

При высоком уровне разбавления азотом ($[N_2] > 25\%$) или небольшом давлении ($p \approx 0.2$ атм) наблюдается режим медленного горения (см. рис. 4), характеризуемый дозвуковой скоростью распространения фронта. Фронт горения движется с почти постоянной скоростью, немного ускоряясь. В разрядной камере скорость энерговыделения выше, чем в дефлаграционной волне. Поэтому интенсивность ИК-излучения в сечении, находящемся на расстоянии 37 мм от разрядной камеры, больше, чем в сечениях, удаленных от разрядной камеры на большее расстояние.

При более высоком давлении ($p \gtrsim 0.3$ атм) и небольшом уровне разбавления ($[N_2] < 25\%$) наблюдается режим детонации Чепмена — Жуге (см. рис. 5). Скорость распространения фронта горения соответствует расчетной скорости детонации Чепмена — Жуге, которая для всех исследованных смесей приблизительно равна 2400 м/с.

В узком диапазоне давления ($p = 0.2 \div 0.3$ атм) между режимом дозвукового распространения пламени и режимом детонации Чепмена — Жуге наблюдается режим нестаци-

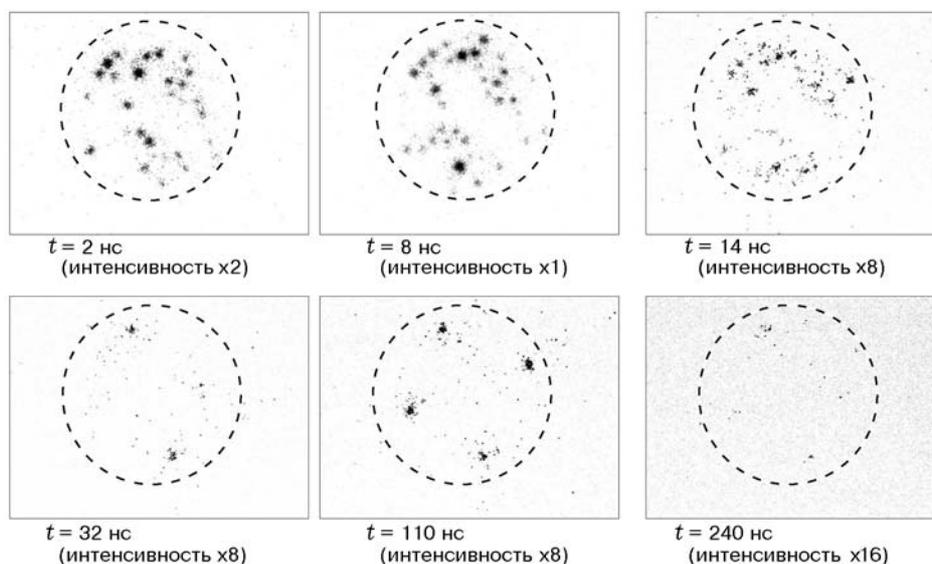


Рис. 8. Фотографии излучения (негатив) наносекундного разряда в воздухе при давлении 0.33 атм в различные моменты времени: штриховой линией обозначены контуры разрядной камеры

онарного ускорения пламени (см. рис. 3). Скорость распространения фронта горения выше скорости звука (для данной смеси ≈ 300 м/с) и ниже скорости Чепмена — Жуге (для данной смеси ≈ 2400 м/с). Режим переходной детонации характеризуется сильной зависимостью скорости распространения от давления: в смеси $C_3H_8/C_4H_{10} + 5O_2 + N_2$ при увеличении начального давления с 0.3 до 0.31 атм скорость фронта горения, измеренная на расстоянии 421 мм от торца разрядной камеры, возрастает с 706 до 2390 м/с. В этом режиме, в отличие от других, фронт горения сильно ускоряется при движении по детонационной трубе (ускорение $\approx 3 \cdot 10^6$ м/с²). Очаги воспламенения в детонационной трубе являются источником волн сжатия. Эти возмущения, распространяясь по несгоревшей топливной смеси, ускоряют в ней процессы, приводящие к воспламенению. Для углеводородов характерна зависимость времени задержки воспламенения от давления: чем больше давление, тем меньше время задержки воспламенения. Таким образом, при увеличении начального давления время отклика на волны сжатия, распространяющиеся перед фронтом пламени, уменьшается и, следовательно, возрастает ускорение пламени. При ускорении фронта пламени появляются условия, необходимые для формирования ударной волны, движущейся перед фронтом. В

детонационной волне волна сжатия (ударная волна), движущаяся перед фронтом пламени, значительно сильнее волны сжатия при дефляции (дозвуковом режиме распространения). Поэтому зависимость скорости пламени от начального давления в режиме нестационарной детонации сильнее. Узкая область параметров, в которых реализуется нестационарная детонация, определяется скоростью звука в несгоревшей смеси, скоростью звука в продуктах сгорания и сильной зависимостью времени индукции от давления и доли азота. Отметим, что обычно рассматриваемый механизм ускорения пламени из-за турбулизации потока в условиях данных экспериментов неэффективен из-за очень малой длины перехода, низких значений чисел Рейнольдса и, как следствие, низкой турбулентности потока.

2.3. Наблюдения развития разряда и воспламенения

В проведенных ранее экспериментах были получены свидетельства того, что в определенных условиях детонационная волна формируется на очень малом расстоянии (≤ 4 см) от торца разрядной секции. Необходимым условием малой длины формирования детонационной волны, примерно равной четверти диаметра детонационной трубы, является образование неравновесной плазмы во многих секциях разрядной

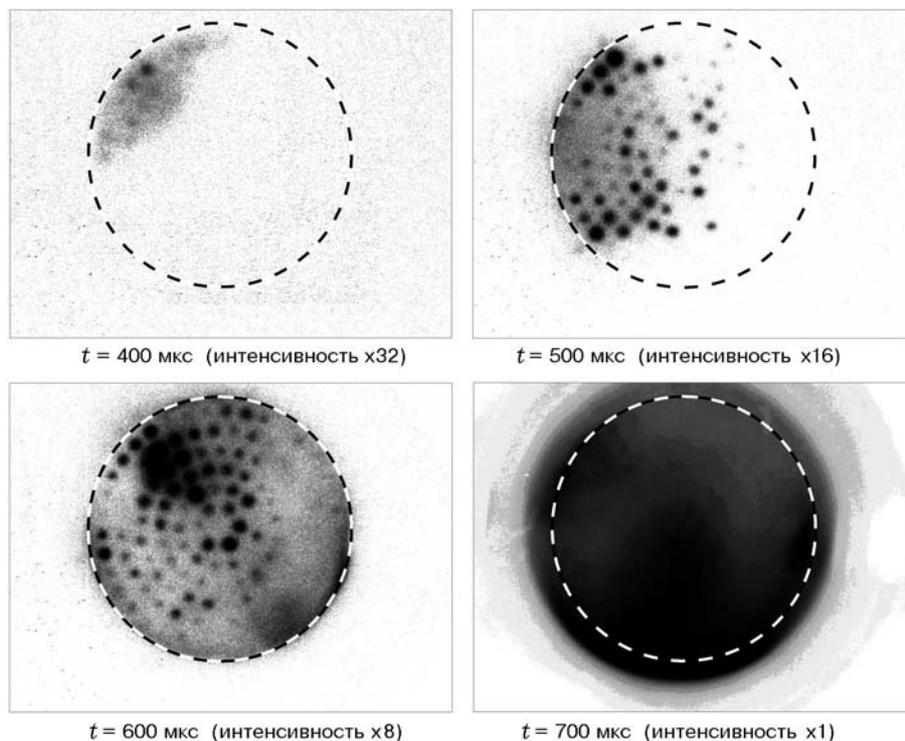


Рис. 9. Свечение пламени (негатив) в различные моменты времени: штриховой линией обозначены контуры разрядной камеры

камеры. Если бы газ в разряде возбуждался только в нескольких секциях, то после выхода пламени из разрядной камеры существовала бы фаза распространения пламени не только в продольном, но и в поперечном направлении. В таких условиях процесс перехода горения в детонацию не мог бы осуществляться на расстояниях, значительно меньших диаметра детонационной трубы.

С целью определения связи характеристик наносекундного разряда и воспламенения было проведено наблюдение развития разряда и воспламенения. Наблюдения велись через торец детонационной трубы с помощью ПЗС-камеры с усилителем яркости (PicoStar HR12 фирмы «La Vision»). В экспериментах регистрировалось интегральное излучение из разрядной камеры в диапазоне длин волн $300 \div 800$ нм. Объектив ПЗС-камеры фокусировался на торец разрядной камеры. В первой серии экспериментов наблюдалось развитие наносекундного разряда в разрядной секции в воздухе при давлениях 1 атм, 0.33 атм и ≈ 0.01 Торр. Съемка камерой велась с временным разрешением 3 нс. Синхронизация камеры контролировалась

по сигналам с шунта обратного тока и аналогового синхровыхода усилителя камеры. Во время съемки ПЗС-камерой энергия наносекундного разряда составляла 4.7 Дж при длительности на полувысоте 50 нс.

Наблюдалось три стадии свечения плазмы разряда (рис. 8). На начальной стадии длительностью 10 нс излучение квазиоднородно по сечению разрядной камеры, на второй стадии (длительностью ≈ 50 нс) оно локализовано в 30 % секций разрядной камеры, на последней стадии (стадии послесвечения длительностью ≈ 500 нс) излучение локализовано в 1–2 секциях разрядной камеры. При $p = 1$ атм длительность первой стадии составила ≈ 5 нс, второй — около 15 нс, а третьей — около 200 нс. При $p = 0.01$ Торр длительность первой стадии составила ≈ 20 нс, второй — около 200 нс, а третьей — около 2000 нс. Моменты времени отсчитывались от начала импульса тока через разрядное устройство.

Во второй серии экспериментов изучали воспламенение и формирование детонационной волны в смеси $C_3H_8/C_4H_{10} + 5O_2$ при энергии разряда 1 Дж и начальном давлении 0.3 атм.

Съемка камерой велась с временным разрешением 10 мкс с шагом 100 мкс от момента начала разряда до момента отхода детонационной волны от разрядной камеры на ≈ 100 мм (700 мкс). На рис. 9 представлена наблюдаемая картина свечения пламени смеси $C_3H_8/C_4H_{10} + 5O_2$ в различные моменты времени от начала газового разряда: 400, 500, 600 и 700 мкс.

Одновременно с наблюдениями через торец трубы велась регистрация движения детонационной волны через окна в боковой стенке трубы по ИК-излучению пламени. Как видно из рис. 9, воспламенение в некоторых секциях разрядной камеры возникает раньше, однако в момент перед выходом пламени из разрядной камеры пламя наблюдается практически во всех секциях разрядной камеры, а сразу после выхода из разрядной секции фронт горения охватывает всё сечение трубы. В условиях проводимого эксперимента время выхода пламени из разрядной камеры составляет $t \approx 600$ мкс. В начальный момент фронт горения сохраняет некоторую неоднородность по сечению. Однако по мере продвижения фронта горения от торца трубы степень неоднородности сильно снижается. После отхода фронта от разрядной камеры на расстояние, приблизительно равное диаметру трубы (140 мм), что соответствует моменту времени $t \approx 700$ мкс, фронт пламени однороден по сечению. Это позволяет сделать вывод, что основная часть возбужденных частиц образуется на первой пространственно-однородной стадии разряда.

2.4. Условия инициирования детонации

Способ инициирования характеризуется минимальной энергией инициирования, топливной смесью, в которой проводилось инициирование, расстоянием и временем перехода горения в детонацию, начальным давлением. Для получения этих характеристик были проведены эксперименты в стехиометрической смеси пропан — кислород. Для приготовления смеси $C_3H_8:O_2$ в соотношении 1:5 использовались спектрально чистый пропан и технический кислород. Условия данного эксперимента: $p = 0.3$ атм, длина перехода горения в детонацию 130 мм, время перехода горения в детонацию 0.6 мс, энергия инициирования 0.07 Дж — близки к условиям, в которых проводилась съемка развития фронта горения с помощью ПЗС-камеры. В данных условиях скорость фронта горения и форма сигнала (крутизна фронта)

первого ИК-детектора соответствуют детонационной волне. Поэтому за длину перехода горения в детонацию здесь принято расстояние от высоковольтного электрода до первого ИК-датчика, а время перехода горения в детонацию здесь определено как время от момента возбуждения газа разрядом до прохождения фронтом горения первого ИК-датчика. Энергия инициирования детонации, отнесенная к сечению трубы, в данном случае составила 4 Дж/м².

В действительности условия инициирования могут оказаться мягче. Приведенное выше значение энерговклада в разряде 0.07 Дж получено при пренебрежении отражением высоковольтного импульса от разрядной камеры. Истинное значение минимальной критической энергии инициирования несколько меньше указанного значения. К сожалению, провести эксперименты с меньшим энерговкладом в данных условиях оказалось невозможным, так как при меньших энергиях разряда не происходит пробоа газа, а конструкция генератора импульсных напряжений не позволяет управлять длительностью импульса.

ВЫВОДЫ

Экспериментально продемонстрировано применение высоковольтного наносекундного разряда для инициирования детонации. Создана установка по изучению влияния наносекундного разряда на воспламенение и инициирование детонации. Проведены эксперименты в смесях $C_3H_8 + 5O_2$ и $C_3H_8/C_4H_{10} + 5O_2 + xN_2$ ($x = 0 \div 10$) при давлении 0.15 \div 0.6 атм и температуре 298 К.

Выполнены измерения времени задержки воспламенения и минимальной энергии воспламенения при возбуждении газа наносекундным разрядом. Время задержки воспламенения и минимальная энергия воспламенения смесей $C_3H_8/C_4H_{10} + 5O_2 + xN_2$ значительно возрастают с увеличением доли азота в смеси. Проведен анализ влияния уровня разбавления азотом на время задержки воспламенения и минимальную энергию воспламенения.

Исследованы режимы распространения пламени в детонационной трубе при возбуждении высоковольтным наносекундным разрядом: режим медленного горения, режимы переходной (нестационарной) и стационарной детонации. Режим медленного горения характеризуется дозвуковой скоростью распространения

и слабым ускорением фронта горения и реализуется при относительно малых давлениях и высоком разбавлении азотом. При низком разбавлении (меньше 25 %) и давлении выше 0.3 атм реализуется режим стационарной детонации, в котором скорость распространения равна скорости Чепмена — Жуге. В промежуточных условиях наблюдается режим переходной (нестационарной) детонации. Для этого режима характерна сильная зависимость скорости распространения фронта горения от давления и сильное ускорение фронта горения при движении вдоль трубы.

Топливная смесь в секциях разрядной камеры воспламеняется неодновременно, однако в момент выхода пламени из разрядной камеры пламя занимает все сечение камеры. Фронт горения в детонационной волне однороден по сечению трубы. Первая, пространственно-однородная стадия разряда ответственна за образование основного количества радикалов и возбужденных частиц.

Инициирование детонации наносекундным разрядом с энергией 70 мДж в стехиометрической смеси пропана с кислородом при начальном давлении 0.3 атм осуществляется на длине 130 мм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elsworth J. E., Shuff P. J., Ungut A. «Galloping» gas detonations in the spherical mode // Progress in Astronaut. Aeronaut. 1984. V. 94. P. 130–150.
2. Schultz Wintenberger E., Shepherd J. E. Investigation of deflagration to detonation transition for application to pulse detonation engine ignition systems // Proc. of the 16th JANNAF Propulsion Symposium. Chemical Propulsion Information Agency, 1999.
3. Brown C. J., Thomas G. O. Experimental studies of ignition and transition to detonation induced by the reflection and diffraction of shock waves // Shock Waves. 2000. V. 10. P. 23–32.
4. Sorin R., Zitoun R., Desbordes D. Optimisation of the deflagration to detonation transition: Reduction of length and time of transition // Paper 142 at 19th ICDERS, Hakone, Japan, July 17 – August 1, 2003.
5. Jackson S. I., Shepherd J. E. Initiation Systems for Pulse Detonation // 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, July 7–10, 2002, Indianapolis, USA. AIAA Paper 2002–2627.
6. Shepherd J. E., Austin J. M., Chao T., et al. Detonation initiation and propagation // 15th ONR Propulsion Conference, Washington, DC, August 2002.
7. Смирнов Н. Н., Никулин В. Ф. Влияние геометрии канала и температуры смеси на переход горения в детонацию в газах // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40, № 2. С. 68–83.
8. Зельдович Я. Б., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. и др. О возникновении детонации в неравномерно нагретом газе // ПМТФ. 1970. № 2. С. 76.
9. Стариковский А. Ю. Инициирование воспламенения при воздействии на газ импульсного сильноточного разряда // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 6. С. 12–19.
10. Starikovskaia S. M., Anikin N. B., Pancheshnyi S. V., et al. Pulsed breakdown at high overvoltage: development, propagation and energy branching // Plasma Sources Sci. Technol. 2001. V. 10. P. 344–355.
11. Lee J. H., Knystautas R., Guirao C. M. Critical power density for direct initiation of unconfined gaseous detonations // 15th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1974. P. 53.
12. Liu J. B., Ronney P. D., Gundersen M. A. Premixed flame ignition by transient plasma discharges // The Twenty-Ninth Intern. Symp. on Combustion, Sapporo, Japan, July 21–26, 2002.
13. Wang F., Jiang C., Kuthi A., et al. Transient plasma ignition of hydrocarbon-air mixtures in pulse detonation engines // 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, Jan. 5–8, 2004. AIAA Paper 2004–834.
14. Bozhenkov S. A., Starikovskaya S. M., Starikovskii A. Yu. Nanosecond gas discharge ignition of H₂- and CH₄-containing mixtures // Combust. Flame. 2003. V. 133. P. 133–146.
15. Starikovskaya S. M., Kukaev E. N., Kuskina A. Yu., et al. Analysis of the spatial uniformity of the combustion of a gaseous mixture initiated by a nanosecond discharge // Combust. Flame. 2004. V. 139. P. 177–187.
16. Starikovskii A. Yu. Deflagration-to-detonation control by non-equilibrium gas discharges and its applications for pulsed detonation engine // 39th AIAA Joint Propulsion Conference and Exhibit. 2003. AIAA Paper 2003–4686.
17. Beyer M., Boeck W., Möller K., Zaengl W. Hochspannungstechnik, theoretische und praktische Grundlagen. Springer-Verlag, 1986.
18. Lamoureux N., Paillard C. E., Vaslier V. Low hydrocarbon mixtures ignition delay times investigation behind reflected shock waves // Shock Waves. 2002. V. 11. P. 309–322.

Поступила в редакцию 10/III 2005 г.,
в окончательном варианте — 19/V 2005 г.