

УДК 534.222.2

УСКОРЕНИЕ ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ В ГАЗАХ: ОТ К. И. ЩЁЛКИНА ДО НАШИХ ДНЕЙ

С. М. Фролов

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 119991 Москва, sergei@frolovs.ru

Представлено развитие ряда идей К. И. Щёлкина в исследованиях Института химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, среди которых открытие различного влияния сильной и слабой турбулентности на поверхностное горение, изучение явлений вблизи места возникновения детонации, экспериментальная демонстрация возможности химической самоподготовки взрывчатой смеси и открытие определяющей роли газодинамических факторов при переходе горения в детонацию.

Ключевые слова: турбулентное горение, ускорение перехода горения в детонацию, управляемая детонация газов.

ВВЕДЕНИЕ

В физике горения газов с именем К. И. Щёлкина связано много новых идей и достижений, среди которых открытие различного влияния сильной и слабой турбулентности на поверхностное горение [1], изучение явлений вблизи места возникновения детонации [2], экспериментальная демонстрация возможности химической самоподготовки взрывчатой смеси [3] и открытие определяющей роли газодинамических факторов при переходе горения в детонацию (ПГД) [4]. Эти идеи и достижения легли в основу фундаментальных и прикладных научных исследований, связанных в основном с проблемами взрывобезопасности, а сегодня — с практическими методами получения управляемой детонации в перспективных импульсно-детонационных промышленных горелочных устройствах и реактивных двигателях летательных аппаратов [5]. В статье представлено развитие идей [1-4] в Институте химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, в котором К. И. Щёлкин начинал свой трудовой путь и выполнил эти основополагающие исследования.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (государственный контракт № 16.526.12.6018: «Разработка высокоскоростной энергосберегающей импульсно-детонационной газовой горелки для повышения эффективности тепловой работы промышленных печей и теплоэнергетических установок»), а также при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 11-08-01297) и Президиума РАН (программа фундаментальных исследований № 23).

© Фролов С. М., 2012.

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И ПОВЕРХНОСТНОЕ ГОРЕНИЕ

В современной классификации режимов го-могенного горения газов в турбулентном потоке [6] рассматривают целый ряд режимов, определяемых значениями критериев Рейнольдса (Re), Дамкёлера (Da) и Карловица (Ka):

$$\text{Re} = \frac{U_t L_t}{\nu}, \quad \text{Da} = \frac{L_t / U_t}{\delta / u_n}, \quad \text{Ka} = \frac{\delta / u_n}{L_K / U_K},$$

где U_t и L_t — среднеквадратичная флуктуация скорости и макромасштаб турбулентности, u_t — коэффициент кинематической вязкости газа, u_n и δ — нормальная скорость и толщина ламинарного пламени, U_K и L_K — микро-масштабы скорости и турбулентности. В практических камерах сгорания часто реализуется режим поверхностного горения с $\text{Re} > 1$ (турбулентное течение), $\text{Da} > 1$ (быстрые химические превращения) и $\text{Ka} < 1$ (слабое влияние турбулентности на внутреннюю структуру ламинарного пламени). В таком режиме турбулентность лишь искривляет поверхность пламени, не оказывая существенного влияния на его толщину и внутреннюю структуру, поэтому локальную скорость турбулентного горения u_t можно формально определить из закона сохранения массы:

$$\frac{u_t}{u_n} = \frac{S}{S_n} = F\left(\frac{U_t}{u_n}, \frac{L_t}{\delta}, \dots\right),$$

где S — площадь поверхности искривленного пламени, а S_n — площадь эквивалентного «плоского» пламени. До настоящего времени

предложено множество моделей для функции F . Некоторые из них [1, 7–12] приведены ниже:

$$F = 1 + \frac{U_t}{u_n} \quad [7], \quad (1)$$

$$F = \left(1 + \frac{U_t^2}{u_n^2}\right)^{1/2} \quad [1], \quad (2)$$

$$F = 1 + 0.52 \left(\frac{U_t}{u_n}\right)^{1/2} \left(\frac{U_t L_t}{v}\right)^{1/4} \quad [8], \quad (3)$$

$$F = 1 + 0.62 \left(\frac{U_t}{u_n}\right)^{1/2} \left(\frac{u_n L_t}{v}\right)^{1/4} \quad [9], \quad (4)$$

$$F = 1 + 0.95 \text{Le}^{-1} \left(\frac{U_t}{u_n}\right)^{0.5} \left(\frac{L_t}{\delta}\right)^{0.5} \quad [10], \quad (5)$$

$$F = 1 + 0.435 \left(\frac{U_t}{u_n}\right)^{0.4} \left(\frac{u_n L_t}{v}\right)^{0.44} \quad [11], \quad (6)$$

$$F = -0.274 \left(1 + \frac{u_n L_t}{v}\right) + \left[0.076 \left(1 + \frac{u_n L_t}{v}\right)^2 + 0.547 \left(1 + \frac{u_n L_t}{v}\right) \frac{U_t}{u_n} + 1.547\right]^{0.5} \quad [12]. \quad (7)$$

(Le — число Льюиса).

Наряду с формулой Дамкелера (1) формулу (2), предложенную К. И. Щёлкиным, относят к классическим. Формула К. И. Щёлкина (2) дает более слабую зависимость $u_t(U_t)$, чем формула Дамкелера, и лучше согласуется с экспериментом.

Недавно в ИХФ РАН для моделирования гомогенного горения газов разработан алгоритм явного выделения фронта пламени в турбулентном потоке [13, 14]. При заданной начальной геометрической форме очага зажигания поверхность, отделяющая свежую смесь от продуктов горения, представляется в виде набора элементарных площадок турбулентного пламени. В турбулентном потоке каждая площадка фронта пламени движется с локальной скоростью, равной сумме скорости горения u_t и скорости течения. Скорость горения u_t находят по одной из известных моделей турбулентного пламени (1)–(7), и зависит она от локальных значений u_n и параметров турбулентности. Поле течения определяется из решения системы

осредненных уравнений течения методом контрольных объемов.

Вследствие того, что поле течения нестационарное и неоднородное, очаг зажигания деформируется. Непрерывность фронта горения обеспечивается системой эвристических правил, исключающих из рассмотрения невероятные конфигурации пламени. Важную роль в реализации алгоритма играют электронные таблицы скорости ламинарного горения как функции начальных температуры, давления и состава смеси. Такие таблицы составлены на основе решения задачи о структуре плоского ламинарного пламени с использованием как детальных, так и полуэмпирических кинетических механизмов. Кроме того, таблицы содержат информацию о концентрационных пределах распространения пламени.

На основе описанного алгоритма нами проведены расчеты турбулентного горения в трубах с одним открытым концом и в замкнутых объемах. Скорость турбулентного пламени определяли по формуле К. И. Щёлкина. Параметры турбулентности, включая U_t , рассчитывали по стандартной k – ε -модели. В каждой расчетной ячейке фронт пламени описывали не менее чем 15 элементами.

На рис. 1 представлены расчетные и экспериментальные [15] зависимости расстояния, пройденного пламенем в стехиометрической пропановоздушной смеси в гладкой трубе квадратного сечения со стороной 40 мм, длиной 5.1 и 6.1 м от времени при нормальных начальных условиях. Как и в экспериментах [15], смесь зажигали у закрытого конца трубы, а положение пламени определяли по лидирующей точке на фронте пламени. Видно очень хорошее согласие результатов расчетов с экспериментальными данными, несмотря на то, что в рассматриваемом случае течение газа в трубе осложняется взаимодействием пламени со стенками, а также с волнами разрежения и сжатия, периодически возникающими на открытом конце трубы. При приближении к открытому концу трубы видимая скорость пламени достигает 400 м/с.

На рис. 2 представлено сравнение расчетных и экспериментальных [16] зависимостей скорости фронта пламени от расстояния, пройденного пламенем в стехиометрической пропановоздушной смеси в трубе круглого сечения при степенях затенения сечения регулярными кольцевыми препятствиями $f = 0.43$,

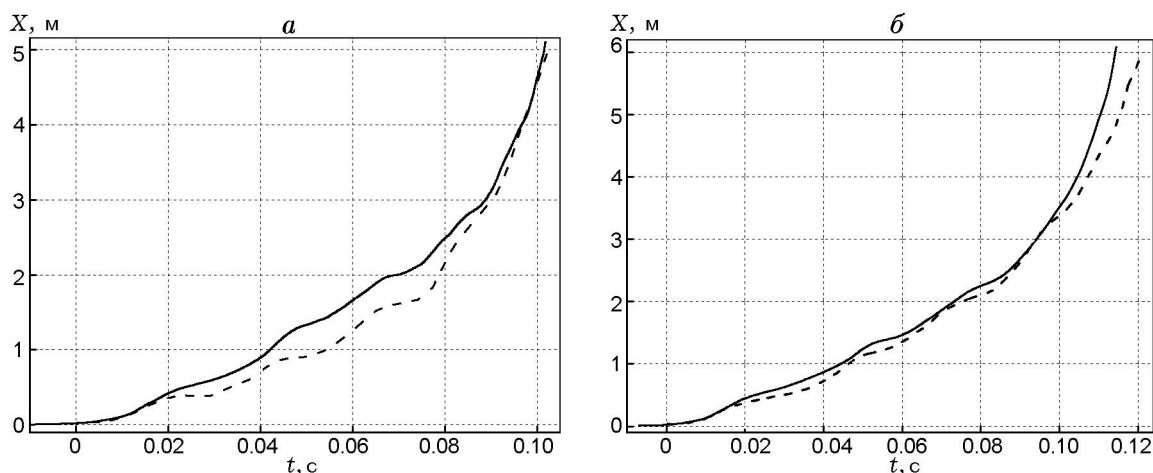


Рис. 1. Сравнение расчетных (сплошные линии) и экспериментальных [15] (штриховые линии) зависимостей расстояния, пройденного пламенем в гладких трубах квадратного сечения длиной 5.1 (а) и 6.1 м (б)

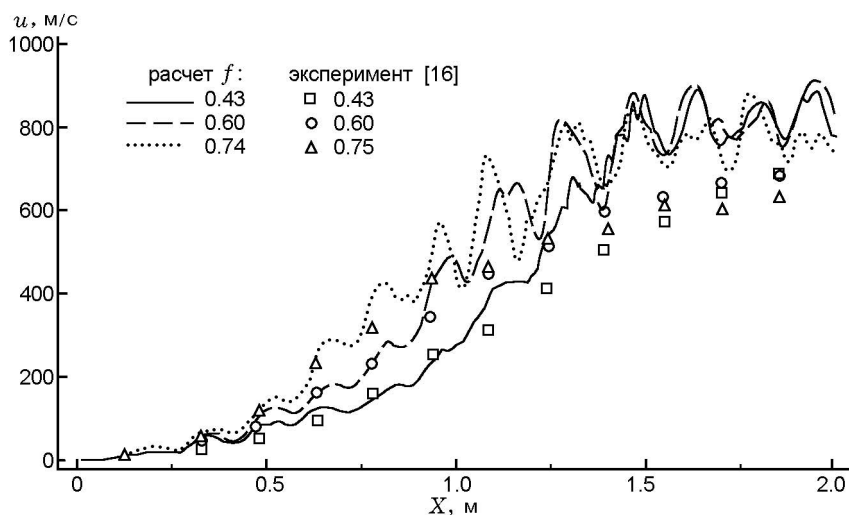


Рис. 2. Сравнение расчетных (кривые) и экспериментальных [16] (точки) зависимостей видимой скорости фронта пламени от пройденного расстояния

0.6 и 0.75, при нормальных начальных условиях. Диаметр трубы 15.2 см, длина 3.1 м. Степень затенения определяли как отношение площади препятствий к площади поперечного сечения трубы. Шаг установки препятствий был равен диаметру трубы. Видно, что и в этом случае результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными наблюдениями. Хорошее согласие наблюдается на начальном участке ускорения пламени до $300 \div 400$ м/с. В целом пламя ускоряется до скорости $800 \div 900$ м/с, что соответствует адиабатической скорости звука в продуктах горения (≈ 890 м/с). На начальной стадии ускорение пламени более эффективно в трубе

с большими препятствиями, поскольку около них возникают сильные турбулентные пульсации. Однако с увеличением скорости пламени возрастают потери импульса на препятствиях, и ускорение пламени при более высоких степенях затенения сечения замедляется. Колебания скорости распространения фронта пламени связаны с сужением потока около препятствий и его расширением между ними.

На рис. 3 показаны примеры расчетов распространения пламени в замкнутом цилиндрическом сосуде (диаметром 144.5 мм, высотой 150 мм), заполненном богатой (рис. 3,а коэффициент избытка горючего $\Phi = 1.1$) и бедной (рис. 3,б, $\Phi = 0.8$) пропановоздушной смесью

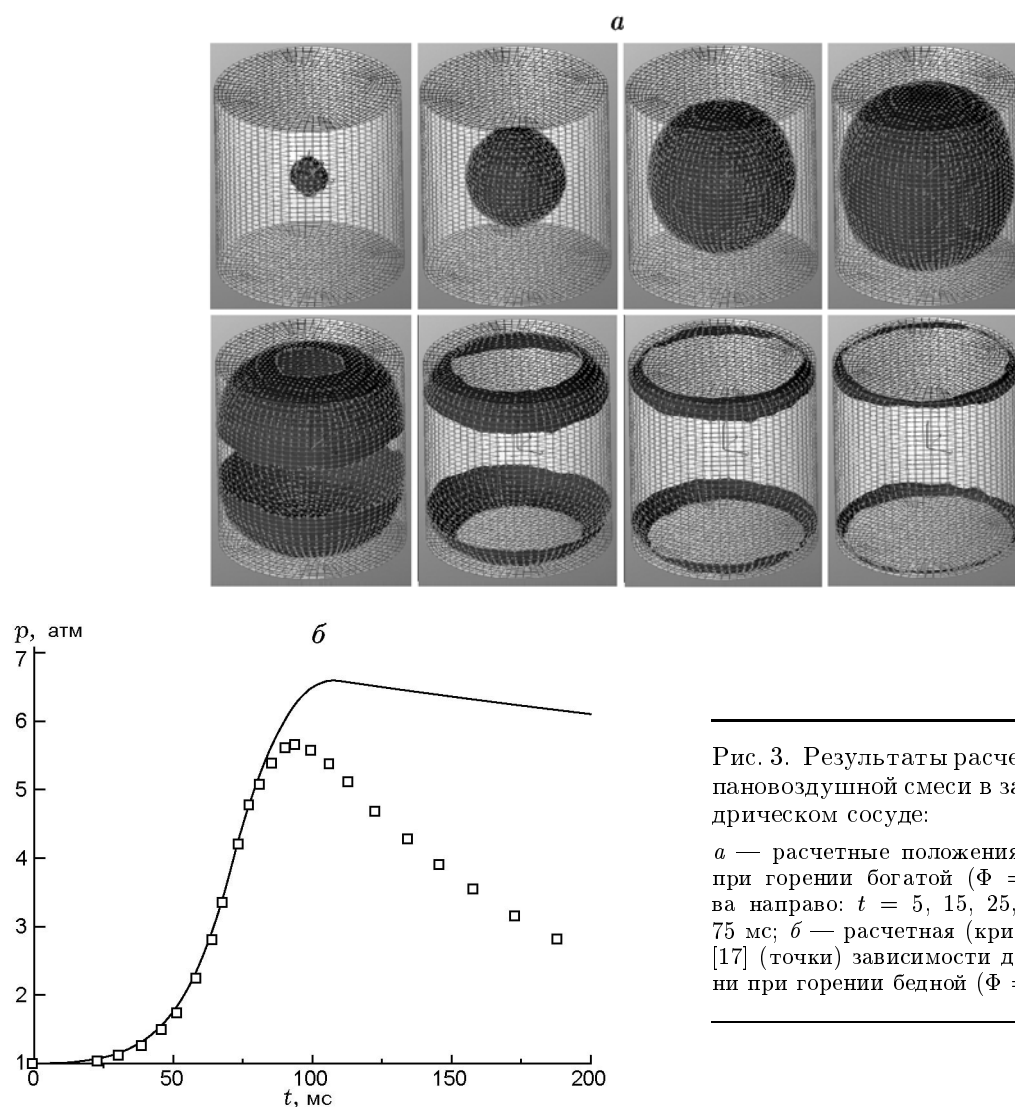


Рис. 3. Результаты расчетов горения пропановоздушной смеси в замкнутом цилиндрическом сосуде:

a — расчетные положения фронта пламени при горении богатой ($\Phi = 1.1$) смеси, слева направо: $t = 5, 15, 25, 35, 45, 55, 65$, и 75 мс; *б* — расчетная (кривая) и измеренная [17] (точки) зависимости давления от времени при горении бедной ($\Phi = 0.8$) смеси

при начальных давлении $p_0 = 1$ атм и температуре $T_0 = 305$ К. И в расчетах, и в экспериментах [17] смесь изначально покоилась, а ее зажигание производилось в центре сосуда слабым источником. Из рис. 3, *б* видно, что расчет хорошо согласуется с экспериментом до времени $t \approx 80$ мс, когда давление в цилиндре почти достигает максимального значения. Последующее изменение давления в цилиндре связано в основном с процессами теплообмена со стенками и для корректного моделирования этих процессов необходимо использовать тонкие расчетные сетки. Поскольку в проведенных расчетах пространственное разрешение пристеночной области было недостаточным, при $t > 80$ мс кривая на рис. 3, *б* существенно отклоняется от экспериментальных точек.

В целом из приведенных примеров следу-

ет, что классическая формула К. И. Щёлкина для u_t удовлетворительно описывает нестационарные процессы горения в условиях как сильной (ускорение пламени в гладких трубах и трубах с препятствиями), так и слабой (горение в замкнутом сосуде) турбулентности.

ЯВЛЕНИЯ ВБЛИЗИ МЕСТА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ

При ПГД в свежей смеси перед ускоряющимся фронтом пламени происходит самовоспламенение взрывчатой смеси и смена режима распространения реакции с фронтального (пламя) на объемный (детонация). Явлениям вблизи места возникновения детонации К. И. Щёлкин придавал большое значение [2]. На основе анализа волновых диаграмм он объ-

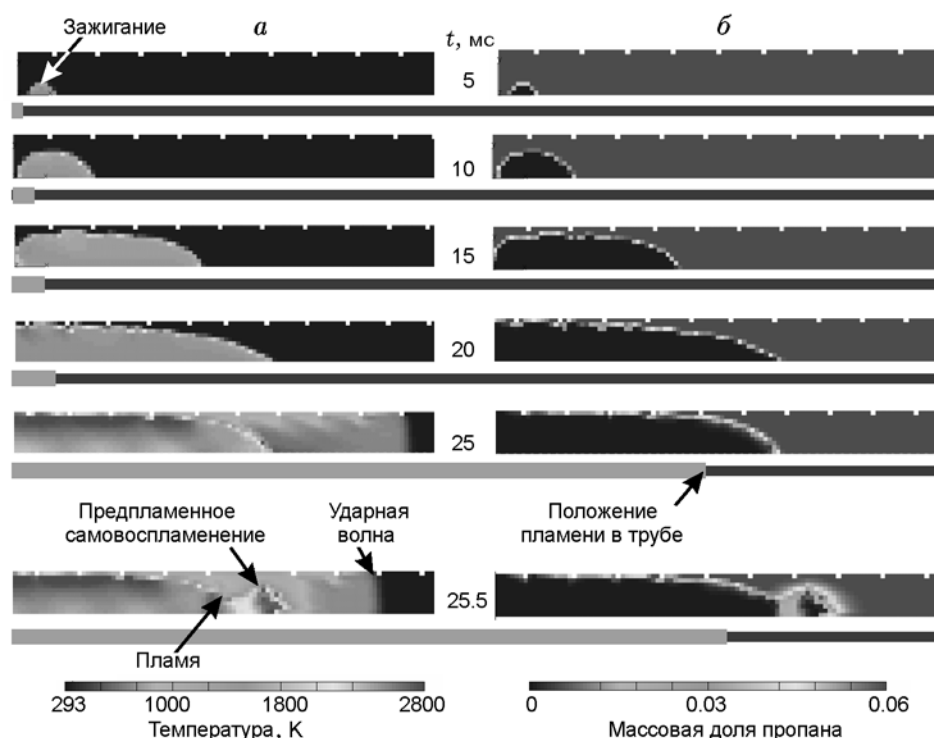


Рис. 4. Результаты расчета ускорения пламени в стехиометрической пропановоздушной смеси до момента предпламенного самовоспламенения (показана только верхняя половина канала)

яснил, почему детонация почти всегда возникает непосредственно вблизи фронта ускоряющегося пламени, а не на некотором достаточно большом удалении от него.

В ИХФ РАН для многомерного моделирования ПГД был создан расчетный метод, позволяющий одновременно рассматривать фронтальные и объемные химические реакции в сжимаемом турбулентном газовом потоке [14]. Фронтальное горение описывается методом явного выделения фронта пламени, а объемное — методом частиц.

В методе частиц предпламенная зона представляется в виде набора лагранжевых элементов или «частиц» — реализаций локального мгновенного состояния турбулентного потока. «Частицы» имеют собственные температуру, плотность, химический состав и скорость, причем эволюция этих переменных в пространстве и времени описывается уравнением для совместной функции плотности распределения вероятностей (СФПРВ) скорости и скаляров (концентраций химических компонентов и энтальпии) [6]. Численное решение уравнения для СФПРВ проводится методом Монте-Карло. Основное достоинство такого подхо-

да — возможность использования того или иного кинетического механизма реакций самовоспламенения без привлечения дополнительных гипотез о влиянии турбулентных пульсаций на среднюю скорость химических реакций: средняя скорость реакций определяется осреднением по ансамблю «частиц».

На рис. 4 представлен пример расчета ускорения пламени в плоском канале шириной 40 мм и длиной 3 м с регулярными препятствиями прямоугольного сечения 2×2 мм (шаг 20 мм). Канал был заполнен стехиометрической пропановоздушной смесью при нормальных начальных условиях. Стенки канала считались изотермическими и холодными.

Процесс начинается с зажигания смеси у закрытого конца (см. момент времени $t = 5$ мс на рис. 4). В течение ≈ 20 мс пламя ускоряется до ≈ 40 м/с, в последующие 5 мс — до 950 м/с. На рис. 4 в момент времени $t = 25$ мс отчетливо видна головная ударная волна, опережающая сильно вытянутое пламя приблизительно на 60 мм, а также серия ударных волн, присоединенных к препятствиям в предпламенной зоне.

К моменту времени 25.5 мс после зажигания смеси в центральной части течения на небольшом удалении от фронта пламени наблюдается образование компактного множества очагов самовоспламенения. Очаги видны как на распределении температуры (рис. 4,а), так и на распределении концентрации пропана (рис. 4,б). По своей геометрической форме область, охваченная очагами самовоспламенения, напоминает ядро вихря перед движущимся в трубе поршнем. Мгновенные значения температуры и концентрации горючего в очагах существенно различаются, что свидетельствует о различии моментов начала взрывной реакции в них. «Детонационное» (по терминологии К. И. Щёлкина [2]) воспламенение газа перед фронтом пламени сначала происходит на некотором удалении от фронта вблизи плоскости симметрии канала, а затем «распространяется» в виде беспорядочной серии актов самовоспламенения в продольном и преимущественно в поперечном направлениях, не достигая холодной стенки. По нашему мнению, в условиях сильной турбулентности в предпламенной зоне речь может идти только об актах, а не о волнах самовоспламенения, поскольку образование упорядоченных пространственных структур с макроскопическим градиентом периода индукции самовоспламенения весьма маловероятно и в расчетах не наблюдалось. Важно, однако, отметить, что взрывы отдельных очагов приводят к генерации вторичных ударных волн в среде, в целом подготовленной к самовоспламенению. При столкновении таких волн могут образовываться вторичные очаги и т. д., т. е. происходит эскалация процесса.

В рассматриваемом расчетном примере детонация в канале возникла к моменту времени 25.7 мс, т. е. спустя 200 мкс после первых актов предпламенного самовоспламенения.

ХИМИЧЕСКАЯ САМОПОДГОТОВКА ВЗРЫВЧАТОЙ СМЕСИ

В работе [3] впервые экспериментально продемонстрировано влияние химической самоподготовки взрывчатой смеси на ПГД. Показано, что предварительная термическая подготовка горючей смеси перед искровым зажиганием может привести к почти двукратному сокращению преддетонационного расстояния. Эксперименты [3] проводили в закрытой стеклянной трубке длиной 110 см и внутренним диаметром 20 мм, помещенной в электри-

ческую печь со щелью для фоторегистрации распространения пламени и ПГД на движущуюся пленку. У одного из концов трубки располагали свечу зажигания. Исследуемая взрывчатая смесь представляла собой гомогенную смесь паров петролейного эфира (фракция, кипящая при температуре $38 \div 40^\circ\text{C}$, условно названная в [3] пентаном) при $\Phi \approx 1.1$. Смесь составляли в резервуаре методом парциальных давлений и перепускали в трубку, нагретую до температуры $T_0 = 325 \div 400^\circ\text{C}$. Продолжительность перепуска смеси из резервуара в трубку составляла $0.4 \div 0.6$ с. Давление и температура смеси в экспериментах [3] выбирались такими, чтобы смесь претерпевала холоднотопламенное окисление, но не самовоспламенялась. Это достигалось при пониженных давлениях $p_0 = 0.33 \div 0.49$ атм. В предварительных опытах (без зажигания искрой) измеряли период индукции холодного пламени τ — время от окончания перепуска до регистрации небольшого скачка давления с помощью чувствительного мембранного манометра. Появление холодного пламени сопровождалось повышением температуры на $200 \div 300^\circ\text{C}$ и слабым свечением газа. В зависимости от температуры и давления смеси в трубке период индукции холодного пламени изменялся в пределах $\tau = 0.4 \div 3.6$ с. В основной серии опытов с искровым зажиганием смеси изменяли три параметра: задержку зажигания t_i — время от окончания перепуска до момента зажигания, а также начальные температуру T_0 и давление p_0 смеси.

После зажигания смеси у закрытого конца трубки в опытах [3] сначала наблюдалось ускоренное распространение пламени. Детонация возникала в области между ударной волной и фронтом пламени и идентифицировалась на фоторегистрограмме по возникновению нового фронта яркого свечения с сильно отличающимся наклоном, а также по возникновению волны ретонации, распространяющейся в обратном направлении. Преддетонационный участок S определяли по фоторегистрограммам процесса как расстояние от свечи зажигания до места, на котором резко изменялся наклон светящегося фронта.

Результаты опытов [3] при $T_0 = 608$ К и $p_0 = 0.42$ атм представлены на рис. 5 в виде зависимости S от задержки зажигания t_i . Вследствие погрешности измерения τ момент появления холодного пламени отмечен на ри-

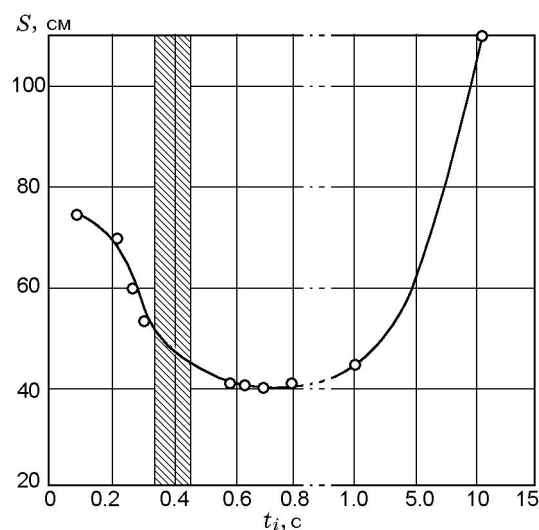


Рис. 5. Зависимость преддетонационного расстояния S от задержки зажигания t_i [3]:

состав смеси — $C_5H_{12}:8O_2$, $T_0 = 608$ К, $p_0 = 0.42$ атм; штриховая область — время возникновения холодного пламени

сунке заштрихованной полосой, охватывающей интервал времени около 0.2 с. Основным результатом опытов [3] — резкое сокращение длины преддетонационного периода при зажигании смеси в момент, непосредственно следующий за появлением холодного пламени и, наоборот, удлинение его вплоть до исчезновения детонации при зажигании смеси спустя значительное время после появления холодного пламени.

Обнаруженный эффект (эффект Щёлкина — Соколика) резкого сокращения преддетонационного расстояния авторы [3] объяснили тем, что холоднопламенная стадия окислительного процесса значительно изменяет реакционно-кинетические свойства смеси. С одной стороны, в течение периода индукции холодного пламени в смеси появляются активные продукты окисления типа гидропероксидов, последующий распад которых в холодном пламени приводит к образованию новых активных центров, ускорению реакций окисления и, следовательно, повышению детонационной способности смеси. С другой стороны, отмеченное в [3] уменьшение скорости детонации при зажигании смеси сразу после холоднопламенной стадии свидетельствует о потерях той части теплоты сгорания, которая выделилась в холодном пламени (до 10 %), и, следовательно, о снижении температуры горения и скорости

ламинарного пламени. Согласно [3] существование минимума на кривой $S(t_i)$ вызвано преобладающим влиянием первого из указанных факторов в течение интервала времени около $t_i - \tau \leq 0.5$ с. При $t_i - \tau > 0.5$ с доминирующим становится влияние второго фактора. Кроме того, вследствие продолжения окислительного процесса, следующего за холодным пламенем, в горючей смеси появляются более стабильные продукты типа альдегидов и спиртов, и ее детонационные свойства вырождаются.

Для количественного описания эффекта Щёлкина — Соколика нами была поставлена и решена следующая задача [18]. Прямая трубка длиной L заполнялась гомогенной n -пентанокислородной смесью при начальном давлении p_0 и начальной температуре T_0 . Считали, что трубка закрыта с обоих концов и теплоизолирована. Ввиду того, что в опытах [3] детонация возникала в области между ударной волной и фронтом ускоряющегося пламени, для упрощения задачи искровое зажигание смеси и ускоренное распространение пламени исключали из рассмотрения. Вместо этого рассматривали распространение ударной волны с некоторой заданной начальной интенсивностью от одного из закрытых концов трубки ($X = 0$). Число Маха ударной волны при повышенных начальных температурах (в опытах [3]: $600 \div 900$ К) составляло $M \approx 1.8 \div 2.4$.

В расчетах использовали полуэмпирический кинетический механизм двухстадийного окисления n -пентана. Кинетический расчет окисления стехиометрической n -пентанокислородной смеси в замкнутом реакторе в условиях экспериментов [3] показал, что в определенный момент времени в смеси возникает холодное пламя: через промежуток времени $t \approx 0.15 \div 0.21$ с после начала процесса температура вещества возрастает от начального значения 608 К до максимального значения 930 К.

На рис. 6 приведены расчетные профили давления и температуры при распространении ударной волны в трубке в различные моменты времени в отсутствие предварительной термической обработки смеси. Видно, что профили давления в ударной волне мало отличаются от случая, когда волна распространяется в инертном газе. Однако на профилях температуры обнаружено тепловыделение вследствие холоднопламенных реакций за фронтом ударной волны: до прихода волны на правую стенку температура за фронтом возрастает на $70 \div 80$ К, но

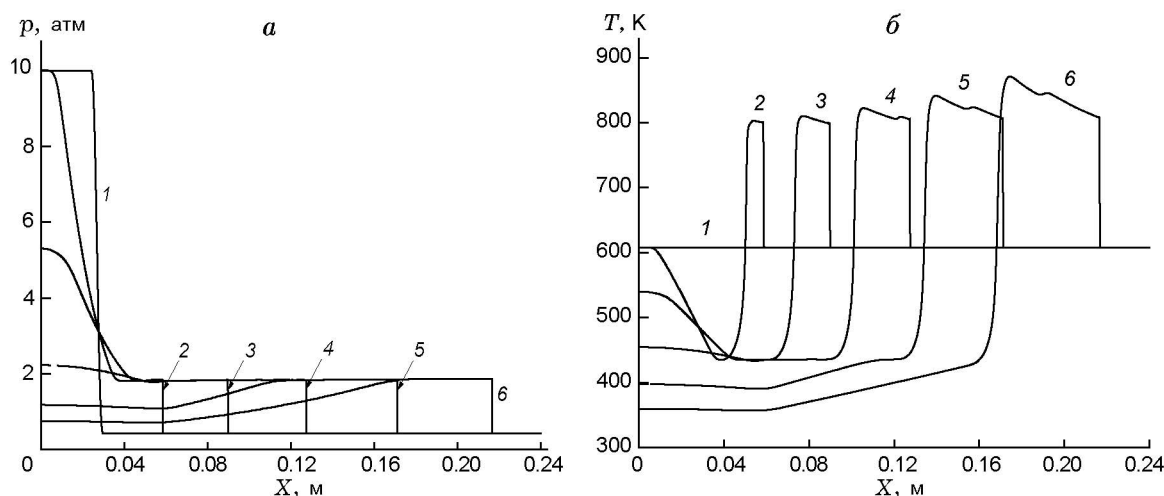


Рис. 6. Расчетные профили давления (а) и температуры (б) в ударной волне в отсутствие предварительной термической обработки смеси:

состав смеси $C_5H_{12} : 8O_2$, $T_0 = 608$ K, $p_0 = 0.42$ атм, $t_i = 0$

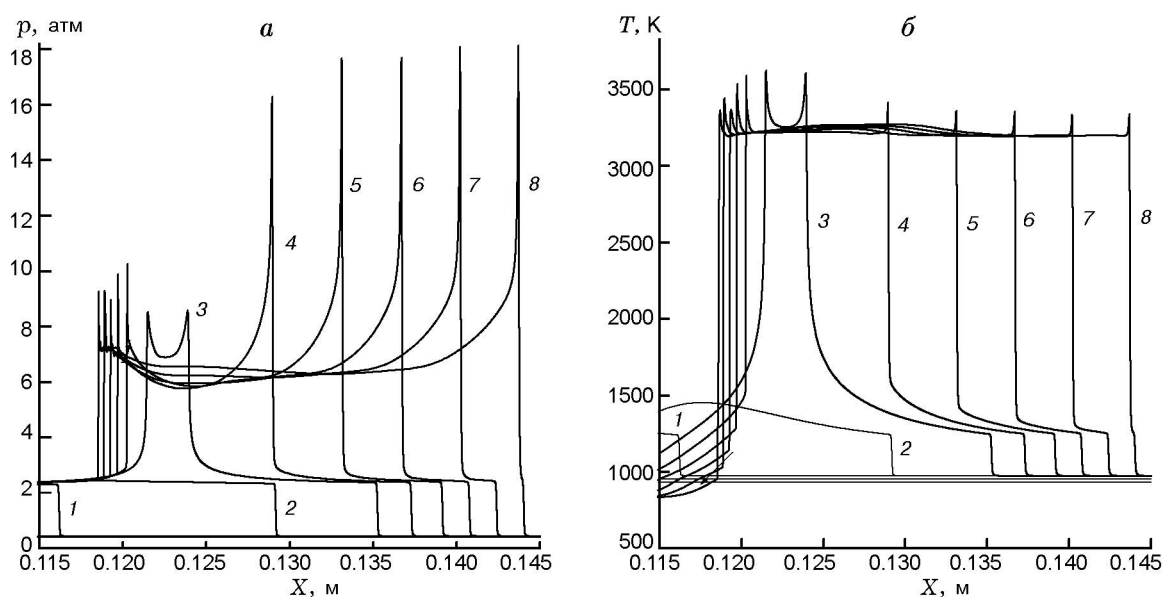


Рис. 7. Расчетные профили давления (а) и температуры (б) в ударной волне в случае предварительной термической обработки смеси:

состав смеси $C_5H_{12} : 8O_2$, $T_0 = 608$ K, $p_0 = 0.42$ атм, $t_i = 0.2$ с; $t - t_i$, мкс: 1 — 98, 2 — 112, 3 — 119, 4 — 121, 5 — 123, 6 — 124.7, 7 — 126.1, 8 — 128.1

самовоспламенения за ударной волной не происходит. В соответствии с определением преддетонационного участка, использованным в [3], в рассматриваемом расчете $S > L = 0.24$ м.

На рис. 7 показаны расчетные профили давления и температуры в трубке в различные моменты времени при $t_i = 0.2$ с, т. е. при предварительной термической обработке смеси в течение времени, за которое в трубке воз-

никает холодное пламя. К моменту времени $t = t_i = 0.2$ с смесь разогревается холодным пламенем до ≈ 900 K и ее состав изменяется. В момент времени $t \approx t_i + 119$ мкс, т. е. через промежуток времени $\Delta t \approx 119$ мкс после начала распространения ударной волны (кривые 3 на рис. 7), за ее фронтом происходит самовоспламенение. В результате самовоспламенения в ударно-сжатом газе быстро формируются две

взрывных волны: волна пересжатой детонации, догоняющая первичную ударную волну, и волна ретонации, распространяющаяся в обратном направлении. При $\Delta t > 129$ мкс по трубке по направлению к правому концу распространяется самоподдерживающаяся детонационная волна, причем расчетная средняя скорость детонации (≈ 1990 м/с) очень близка к измеренному значению 1970 м/с [3]. В соответствии с определением преддетонационного участка в рассматриваемом расчете $S \approx 0.122$ м. Таким образом, из сравнения результатов, представленных на рис. 6 и 7, можно сделать заключение, что предварительная термическая обработка смеси в холодном пламени улучшает условия возникновения детонации.

Для того, чтобы решить вопрос о влиянии химии холоднопламенного окисления и возникающих промежуточных продуктов на распространение ударной волны в пентанокислородной смеси, использовали детальный кинетический механизм с двумя эффективными стеночными реакциями гибели активных продуктов — пероксидов, а также с учетом теплоотдачи в стенки трубки [18]. Проведенные расчеты привели к интересному заключению. Если учитывать только теплоотдачу в стенки трубки и не учитывать гибель пероксидов на стенке, расчетная зависимость $S(t_i)$ не имеет ярко выраженного минимума, наблюдаемого в эксперименте. В связи с этим можно предположить, что в трубках малого диаметра при относительно низких давлениях (как в опытах [3]) стеночные реакции, действительно, играют важную роль. Однако при переходе к трубкам большего диаметра и более высоким давлениям роль стеночных реакций должна уменьшаться и минимум на зависимости $S(t_i)$ будет вырождаться. Для проверки этого заключения требуются новые эксперименты.

ОПРЕДЕЛЯЮЩАЯ РОЛЬ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ ПРИ ПГД

Одно из выдающихся достижений К. И. Щёлкина — открытие определяющей роли газодинамических факторов в явлении ПГД. Его классические эксперименты по ускорению пламени и ПГД в трубах с проволочными спиралями убедительно показали [4], что турбулизация течения перед ускоряющимся фронтом пламени — самое сильное средство воздействия на ускорение

горения, позволяющее значительно сократить преддетонационное расстояние и время.

В данном параграфе представлено краткое описание экспериментальных исследований ускорения ПГД в газах, выполненных недавно в ИХФ РАН. При анализе результатов экспериментов разных авторов в трубах с различными регулярными препятствиями (спиралями, кольцевыми вставками и др.) обнаружен ряд противоречий относительно предельных условий ПГД. Так, в [19, 20] сообщается о сериях опытов по ПГД в метановоздушных смесях разного состава в прямых закрытых трубах различного диаметра, оборудованных регулярными кольцевыми препятствиями с шагом установки, равным диаметру трубы, и степенью затенения сечения $0.3 \div 0.6$. При нормальных условиях ПГД наблюдался лишь в трубах диаметром 520 и 174 мм, причем минимальные расстояния от источника зажигания до места возникновения детонации составляли $L_{DDT} = 15 \div 17$ и $6 \div 8$ м соответственно [19]. Примечательно, что в трубе диаметром 121 мм ПГД наблюдался лишь при повышенном начальном давлении (2 атм и выше) на расстоянии $L_{DDT} > 4 \div 5$ м [20]. Однако результаты [20] противоречат данным [21], где сообщается об экспериментальной регистрации ПГД в стехиометрической метановоздушной смеси в трубе диаметром 100 мм при нормальных условиях на очень коротком расстоянии $L_{DDT} = 2.5 \div 3$ м при использовании препятствий специальной формы, защищенных патентом. Кроме того, результаты [20] противоречат тому известному факту, что предельный диаметр гладкой трубы, в которой смесь метана с воздухом может детонировать при нормальных условиях, близок к 100 мм. Например, недавно в [22] успешно инициировали детонацию в стехиометрической метановоздушной смеси при нормальных условиях в трубе диаметром 94 мм с помощью относительно слабой ударной волны с числом Маха 3.3 при ее дифракции на одиночном препятствии специальной формы в виде сужающегося-расширяющегося сопла.

Причина замеченных противоречий, по видимому, кроется в разном влиянии препятствий на пламя и на ударную волну — две важнейшие составляющие процесса ПГД. Каскад регулярных препятствий или витков спирали, который способствует быстрому ускорению пламени благодаря сильной турбулизации течения, может затруднять распространение

ударной волны вследствие больших потерь импульса и тем самым затруднять или исключать саму возможность ПГД. Это означает, что решение проблемы ускорения ПГД следует искать в тщательном подборе формы и расстановки препятствий, обеспечивающих оптимальное согласование темпов ускорения пламени и усиления ударной волны. Именно эта идея легла в основу концепции «быстрого» ПГД, которая недавно была предложена в ИХФ РАН и прошла успешную экспериментальную проверку не только для газовых, но и для капельно-струйных взрывчатых смесей [5].

В [23] на основе концепции [5] впервые экспериментально доказана возможность управляемого циклического ПГД в трубе диаметром 94 мм с одним открытым концом на очень коротких расстояниях при раздельной непрерывной подаче природного газа и воздуха. Экспериментальная установка состояла из трех сопряженных секций: форкамеры с источником зажигания (стандартные автомобильные свечи), устройства ускорения пламени общей длиной 1 200 мм и трубы длиной 3 600 мм с препятствиями специальной формы и расстановки.

Участок трубы длиной 900 мм, примыкающий к открытому концу, был гладким, т. е. препятствия в нем отсутствовали. Природный газ и атмосферный воздух непрерывно подавались в импульсно-детонационное горелочное устройство через раздельные магистрали из ресиверов под небольшим избыточным давлением. Расход газов был таким, чтобы обеспечить смесь стехиометрического состава. Используемый природный газ содержал 98.9 % метана («моторный» газ).

На рис. 8 представлены измеренные зависимости скорости ударной волны от пройденного расстояния в детонационной трубе в десяти циклах при работе установки с частотой 0.03 Гц, что приблизительно соответствует двум циклам в минуту. Начало отсчета расстояния соответствует входному сечению детонационной трубы. Видно, что ПГД в трубе происходит на расстоянии 1.5 ÷ 2.0 м от начала трубы, а возникающая затем детонационная волна распространяется на длине ≈ 1 ÷ 1.5 м квазистационарно со средней скоростью 1500 ÷ 1700 м/с, включая гладкий участок.

Наблюдаемый режим детонации следует рассматривать как околопредельный. Во-первых, дефицит средней скорости по от-

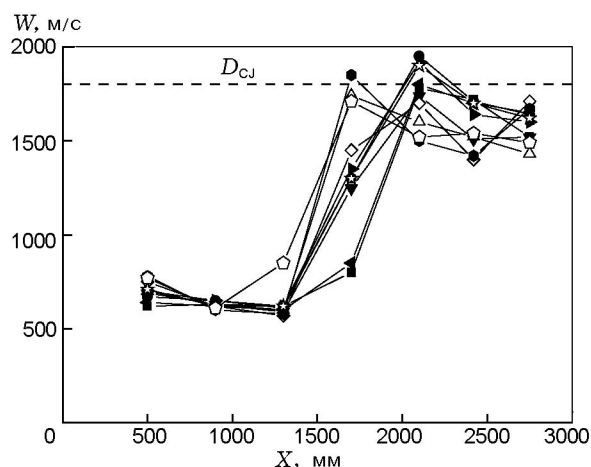


Рис. 8. Переход горения в детонацию в смеси природного газа с воздухом в десяти циклах при работе импульсно-детонационного горелочного устройства с частотой 0.03 Гц при непрерывной раздельной подаче природного газа и воздуха

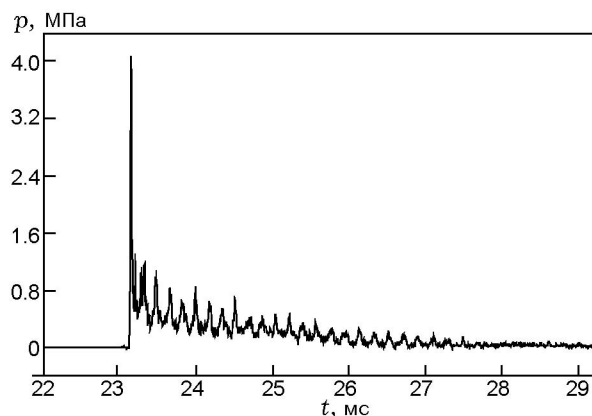


Рис. 9. Оциллограмма давления в спиновой детонационной волне

ношению к термодинамическому значению для стехиометрической метановоздушной смеси ($D_{CJ} \approx 1800$ м/с) хорошо согласуется с допустимым дефицитом скорости детонации на пределе распространения в гладкой трубе. Во-вторых, структура волны на гладком участке трубы (рис. 9) соответствует структуре спиновой детонации с характерными, слабо затухающими колебаниями сигнала с частотой (≈ 6 кГц), хорошо согласующейся с известным эвристическим «правилом» $s/d \approx 3$, где s — шаг спина, а d — диаметр трубы.

На основе описанных экспериментальных исследований разработан, изготовлен и испы-

тан экспериментальный образец импульсно-детонационного горелочного устройства — прообраз промышленных горелочных устройств нового поколения, совмещающих комбинированное воздействие на объекты, обдуваемые продуктами горения: ударно-волновое (механическое) и тепловое. На экспериментальном образце этого устройства в опытах с однократным ПГД были измерены выходы оксидов азота NO_x [24]. Пробы продуктов детонации отбирали через открытое выходное сечение трубы. Забор проб производился при помощи зонда с обратным клапаном и флейтой для рассеивания направленного движения продуктов детонации. Трубку зонда вставляли в трубу импульсно-детонационного горелочного устройства вдоль оси на глубину 500 мм от выходного сечения. Содержание оксидов азота в продуктах детонации измеряли с помощью газоанализатора «Testo 335» (производство Testo AG, Германия). Для детонационной волны, распространяющейся по стехиометрической смеси природного газа с воздухом при $p_0 = 0.1$ МПа и $T_0 = 293$ К, экспериментально получено среднее значение концентраций оксидов азота $[\text{NO}_x] \approx 210$ ppm, в том числе $[\text{NO}] \approx 203$ ppm.

Отметим, что в существующих горелочных устройствах с медленным горением (дефлаграцией), высокой принудительной подачей топливных компонентов и высокой температурой горения выход NO_x достигает $500 \div 700$ ppm [25]. Даже применение самых современных схем многостадийного горения в таких горелках позволяет снизить выход NO_x только до уровня 400 ppm, что в $1.5 \div 2$ раза выше, чем показатели, полученные в импульсно-детонационном горелочном устройстве.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В развитие идей К. И. Щёлкина в ИХФ РАН предложена и в настоящее время активно применяется концепция быстрого ПГД [5]. Концепция основана на комбинации различных способов облегчения ПГД, в частности, на выборе специальной формы препятствий-турбулизаторов и их расстановки, обеспечивающих оптимальное согласование темпов ускорения пламени и усиления ударной волны, на «химической самоподготовке» взрывчатой газовой смеси и др. Для поиска путей ускорения ПГД разработаны алгоритм и вычислительная программа, позволяющие одновремен-

но рассматривать фронтальные и объемные химические реакции в многомерном сжимаемом турбулентном газовом потоке.

Проверочные расчеты с использованием формулы К. И. Щёлкина для скорости турбулентного горения показали удовлетворительное согласие с известными экспериментальными данными по зависимостям скорости пламени от времени и от пройденного расстояния как для гладких труб, так и для труб с регулярными кольцевыми препятствиями разной высоты и с разным шагом установки, а также для замкнутых объемов. В результате численного моделирования явлений вблизи места возникновения детонации установлено, что «детонационное» воспламенение газа перед фронтом пламени распределено во времени и по пространству и происходит в виде компактного множества очагов самовоспламенения. Расчетные исследования эффекта Щёлкина — Соколика показали, что предварительная термическая обработка смеси в холодном пламени улучшает условия возникновения детонации, причем этот эффект выражен лучше при более высоких давлениях и в трубах большего диаметра, поскольку уменьшается роль пристеночных реакций. На основе концепции [5] в ИХФ РАН впервые разработан, изготовлен и испытан экспериментальный образец импульсно-детонационного горелочного устройства — прообраз экологически чистых промышленных горелочных устройств нового поколения, совмещающих комбинированное воздействие на объекты, обдуваемые продуктами горения — ударно-волновое (механическое) и тепловое.

ЛИТЕРАТУРА

1. Щёлкин К. И. Быстрое горение и спиновая детонация газов. — М.: Воениздат, 1949.
2. Щёлкин К. И. Явления вблизи места возникновения детонации // ЖЭТФ. — 1955. — Т. 29, вып. 2 (8). — С. 160–166.
3. Щёлкин К. И., Соколик А. С. Детонация в газовых смесях IV. Влияние «химической подготовки» на возникновение детонации в газовых смесях // Журн. физ. химии. — 1937. — Т. 10, № 3. — С. 484–488.
4. Щёлкин К. И. Влияние шероховатости трубы на возникновение и распространение детонации в газах // ЖЭТФ. — 1940. — Т. 10, вып. 7. — С. 823–827.
5. Фролов С. М. Быстрый переход горения в детонацию // Хим. физика. — 2008. — Т. 27, № 6. — С. 31–44.

6. **Pope S. B.** Turbulent flows. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.
7. **Damkoehler G.** Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen // Z. Electrochemie. — 1940. — Bd. 6. — S. 601–652.
8. **Зимонт В. Л.** К теории турбулентного горения однородной горючей смеси при больших числах Рейнольдса // Физика горения и взрыва. — 1979. — Т. 15, № 3. — С. 305–311.
9. **Gülder Ö. L.** Turbulent premixed flame propagation models for different combustion engines // Proc. Combust. Inst. — 1990. — V. 23. — P. 743–750.
10. **Bradley D.** How fast can we burn? // Proc. Combust. Inst. — 1992. — V. 24. — P. 247–53.
11. **Liu Y., Ziegler M., Lenze B.** Burning velocity of premixed flames as a function of turbulence and physico-chemical fuel properties // Proc. Joint Meeting of the British — German Sections of the Combustion Institute, Cambridge (UK), 1993. — P. 64–67.
12. **Peters N.** The turbulent burning velocity for large scale and small scale turbulence // J. Fluid Mechanics. — 1999. — V. 384. — P. 107–132.
13. **Иванов В. С., Фролов С. М.** Математическое моделирование распространения пламени в гладких трубах и трубах с регулярными препятствиями // Пожаровзрывобезопасность. — 2010. — Т. 19, № 1. — С. 14–19.
14. **Иванов В. С., Фролов С. М.** Математическое моделирование рабочего процесса и тяговых характеристик воздушно-реактивного импульсного детонационного двигателя в условиях сверхзвукового полета // Хим. физика. — 2011. — Т. 30, № 7. — С. 48–61.
15. **Kerampran S., Desbordes D., Veyssiere B.** Influence of the pressure waves generated at the initial stage of flame propagation on the DDT process in smooth tubes // Confined detonations and pulse detonation engines / G. Roy, S. Frolov, R. Santoro, S. Tsyganov (Eds). — Moscow: Torus Press, 2003. — P. 3–16.
16. **Ciccarelli G., Fowler C. J., Bardon M.** Effects of obstacle size and spacing on the initial stage of flame acceleration in an obstacle laden tube // Proc. 19th ICEDRS. — 2003.
17. **Huzayyin A. S., Moneib H. A., Shehatta M. S., Attia A. M. A.** Laminar burning velocity and explosion index of LPG — air and propane — air mixtures // Fuel. — 2008. — V. 87. — P. 39–57.
18. **Басевич В. Я., Лидский Б. В., Фролов С. М.** Механизм усиления ударной волны при прохождении зоны холодного пламени // Хим. физика. — 2010. — Т. 29, № 2. — С. 39–47.
19. **Kuznetsov M., Ciccarelli G., Dorofeev S., Alekseev V., Yankin Yu., Kim T. H.** DDT in methane-air mixtures // Shock Waves. — 2002. — V. 12. — P. 215–220.
20. **Kuznetsov M., Alekseev V., Matsukov I., Kim T. H.** Ignition, flame acceleration and detonations of methane — air mixtures at different pressures and temperatures // Proc. 8th ISHP-MIE, Yokohama, Japan, 2010. — Paper No. ISH-118.
21. **Vasil'ev A. A.** Optimization of accelerators of deflagration-to-detonation transition // Confined detonations and pulse detonation engines / G. Roy, S. Frolov, R. Santoro, S. Tsyganov (Eds). — Moscow: Torus Press, 2003. — P. 41–48.
22. **Фролов С. М., Аксенов В. С., Скрипник А. А.** Иницирование детонации в смеси природного газа с воздухом в трубе с фокусирующим соплом // Докл. АН. — 2011. — Т. 436, № 3. — С. 346–350.
23. **Фролов С. М., Аксенов В. С., Иванов В. С., Медведев С. Н., Сметанюк В. А., Авдеев К. А., Фролов Ф. С.** Импульсно-детонационное горелочное устройство на природном газе // Хим. физика. — 2011. — Т. 30, № 7. — С. 77–80.
24. **Фролов С. М., Басевич В. Я., Аксенов В. С., Гусев П. А., Иванов В. С., Медведев С. Н., Сметанюк В. А., Авдеев К. А., Фролов Ф. С.** Образование оксидов азота в детонационных волнах // Хим. физика. — 2011. — Т. 30, № 8. — С. 55–57.
25. **Martin R.** Burner design parameter for flue gas NO_x control // Bull. Jhon Zink Co. — Tulsa, OK, 1993.

Поступила в редакцию 3/X 2011 г.