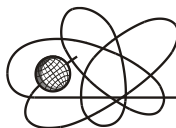




Российская Академия Наук

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ
БЕЗОПАСНОГО РАЗВИТИЯ
АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ**



ИБРАЭ

RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

**NUCLEAR SAFETY
INSTITUTE**

Препринт ИБРАЭ № ИБРАЭ-2001-09

Preprint IBRAE-2001-09

В.Н. Семенов

**НОВЫЙ МЕХАНИЗМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
ГОРЕНИЯ В ДВУХФАЗНЫХ ГАЗОКАПЕЛЬНЫХ
СИСТЕМАХ**

Москва
2001

Moscow
2001

Семенов В.Н. НОВЫЙ МЕХАНИЗМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГОРЕНИЯ В ДВУХФАЗНЫХ ГАЗОКАПЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ. Препринт № IBRAE-2001-09. Москва: Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 2001. 17 с.

Аннотация

Настоящая работа посвящена расчетно-теоретическому исследованию нового механизма распространения горения в двухфазных газокapельных системах, который отличается как от детонации, так и от дефлаграции. Наличие диспергированной воды в горючей газовой смеси может привести к сужению концентрационных пределов существования обычной детонации Чепмена-Жуге и к ее подавлению. Вне этих пределов обычная детонация не может существовать, и любое начальное зажигание затухает. Однако, в этих условиях возможен совершенно иной механизм, благодаря которому горение может распространяться на произвольные расстояния. Этот механизм тесно связан с межфазным трением и возможен только в системах с трением, где газовая фаза при движении испытывает силу сопротивления. Примером среды с трением может служить газокapельная взвесь.

©ИБРАЭ РАН, 2001

Semenov V.N. NEW MECHANISM OF BURNING PROPAGATION IN TWO-PHASE GAS-DROP SYSTEMS (in Russian). Preprint IBRAE-2001-09. Moscow: Nuclear Safety Institute, May 2001. 17 p.

Annotation

The new mechanism of burning propagation is investigated that differs from deflagration and detonation as well. The presence of sprayed water in flammable gas mixture may result in narrowing of concentration limits of usual Chapman-Jouguet detonation. Outside of these limits the usual detonation does not exist, and any initial ignition will damp. However under such conditions quite different mechanism of burning propagation may exist that allows combustion to propagate through large distances. This mechanism is associated with interphase friction and may exist in two-phase systems, where moving gas undergoes resistance force. The gas-drop suspension is the example of such a media

©Nuclear Safety Institute, 2001

Новый механизм распространения горения в двухфазных газокapпельных системах

В.Н.Семенов

ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ БЕЗОПАСНОГО РАЗВИТИЯ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
113191, Москва, ул. Б. Тульская, 52
тел.: (095) 955-22-59, эл. почта: sem@ibrae.ac.ru

Содержание

1	Введение.....	3
2	Нестационарная модель двухфазной среды.....	4
3	Распространение горения при разных параметрах капельной взвеси	6
4	Стационарные волны горения в среде с трением	8
5	Условия существования волны горения нового типа	12
6	Параметры волны горения нового типа	15
7	Заключение	16
8	Литература	17

1. Введение

В аварийных ситуациях на реакторах АЭС возможно выделение и накопление в замкнутых объемах значительного количества водорода, что создает опасность взрыва. В типичных условиях в атмосфере контейнента имеется распыленная вода.

Принятые сейчас правила и меры по предотвращению и снижению риска взрыва водорода исходят из знания концентрационных пределов распространения горения и детонации. В то же время известно [1, 2, 3, 4], что эти пределы в значительной мере зависят от наличия капельной взвеси в объеме горючего газа. При этом капельная взвесь может сдвигать их в обе стороны: при больших размерах капель наблюдается расширение концентрационных пределов горения [1]; в случае малых размеров капель происходит подавление детонации [2, 3, 4]. Эти обстоятельства никак не учитываются сейчас при анализе и выработке мер по снижению риска взрыва водорода в случае тяжелой аварии. Вообще, воздействие капельных распылов на процессы горения и взрыва изучено сейчас недостаточно, и полной физической модели, позволяющей предсказывать поведение горючих смесей в широком диапазоне параметров, не существует.

Настоящая работа посвящена исследованию механизмов распространения горения в горючих газовых смесях с распыленными мелкими каплями воды. Под малыми понимаются такие размеры капель, при которых временной масштаб неоднородности, возникающей вблизи капли при обтекании ее потоком газа, много меньше времени сгорания смеси. При этом неоднородностью среды, и усилением перемешивания, связанными с наличием капель, можно пренебречь, а на передний план выходят процессы теплообмена, и обмена импульсом (трения).

Ранее расчетным путем были установлены концентрационные пределы детонации в водородо-паровоздушных смесях в присутствии мелких капель воды.

Вне этих пределов, т.е. при достаточно большой плотности распыленной воды, обычные детонационные волны Чепмена-Жуге не могут распространяться. Однако, это не означает, что любое возмущение с воспламенением смеси будет затухать на конечном расстоянии. Оказывается, в этих условиях возможен совершенно иной механизм распространения горения в пространстве на любые расстояния. Волны обна-

руженного типа могут существовать только в системе с трением, т.е. в системе, где газ испытывает трение при своем движении, связанном с горением. Более того обмен импульсом (трение) должен быть основным механизмом диссипации и превосходить по интенсивности обмен теплом. Примером такой среды является двухфазная газокapельная взвесь с межфазным трением.

2. Нестационарная модель двухфазной среды

Распространение горения в двухфазной среде будем рассматривать на основе простейшей нестационарной одномерной газодинамической модели, аналогичной [5].

Капельная взвесь представляется как сплошная среда с плотностью, равной средней плотности воды и с нулевым давлением. Формально она описывалась как газ с очень большой молекулярной массой.

Горючая смесь представляется как смесь идеальных газов с одинаковыми постоянными теплоемкостями. Химическая кинетика моделируется одной брутто-реакцией. Для трения, тепло- и массообмена между двумя средами используются простейшие модели в соответствии с [6].

Динамика двухфазной системы описывается следующим образом:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_1 v_1) = J \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_2 v_2) = -J \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_1 v_1^2 + P_1) = J v_2 - F_T + \alpha \frac{\partial P_1}{\partial x} \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho_2 v_2)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_2 v_2^2) = -J v_2 + F_T - \alpha \frac{\partial P_1}{\partial x} \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_1 \left(\frac{v_1^2}{2} + \varepsilon_1 \right) \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_1 v_1 \left(\frac{v_1^2}{2} + w_1 \right) \right) = J \frac{v_1^2}{2} - F v_2 - Q + Q_x \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_2 \frac{v_2^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_2 \frac{v_2^3}{2} \right) = J \frac{v_2^2}{2} - F v_2 \quad (6)$$

Здесь ρ_1, ρ_2, v_1, v_2 – соответственно – плотности и скорости газовой (с индексом 1) и диспергированной (индекс 2) компонент; P_1, ε_1, w_1 – давление, удельные внутренняя энергия и энтальпия газа (соответствующие величины для капельной взвеси считаются нулевыми). J - интенсивность массообмена между фазами за счет испарения капель; F_T – объемная сила трения, действующая между фазами и возникающая при обтекании капель газовым потоком; α – объемная доля жидкой воды; член $\alpha \frac{\partial \rho}{\partial x}$ отвечает силе, действующей на каплю в газе с неоднородным давлением, Q_x – интенсивность энерговыделения при горении смеси; Q - интенсивность теплообмена между газом и жидкими каплями.

Объемная сила трения в определяется следующим образом([6]):

$$F_f = F_1 \cdot N, \quad F_1 = -C_d \pi r^2 \rho_1 (v_1 - v_2) / (v_1 - v_2)$$

F_1 – сила, действующая на одну каплю радиуса r , при обтекании ее газовым потоком, $C_d = C_d(Re)$ - коэффициент трения, Re – число Рейнольдса, $N = 3\rho_2 / (\rho_0 4\pi r^3)$ – концентрация капель, ρ_0 – плотность конденсированной воды. Таким образом, сила трения есть

$$F_f = -^{3/4} (\rho_2 / \rho_0) C_d \rho_1 (v_1 - v_2) / r \quad (7)$$

Интенсивность испарения определяется объемной мощностью теплопередачи Q из газовой фазы на капли:

$$Q = N 4\pi r^2 Nu \kappa (T_1 - T_2) / r = 3(\rho_2 / \rho_0) Nu \kappa (T_1 - T_2) / r^2 \quad (8)$$

$$J = Q/E = 3(\rho_2 / \rho_0 E) Nu \kappa (T_1 - T_2) / r^2 \quad (9)$$

где E - удельная теплота испарения воды, κ - теплопроводность газовой смеси, T_1 и T_2 - температура газовой компоненты и капель, Nu - число Нуссельта; для сферического тела в потоке.

Кинетика горения для простоты описывается одной брутто-реакцией с энергетическим выходом q и аррениусовской скоростью, пропорциональной $\exp(-E_a/T)$, где E_a - энергия активации, а T - температура газа.

Изменение условной относительной концентрации топлива a ($0 < a < 1$) описывается уравнением [5,7]:

$$\partial(\rho_1 a) / \partial t + \partial / \partial x (\rho_1 a v_1) = - \rho_1 a k (\rho_1 / \rho_0) \exp(-E_a/T), \quad (10)$$

где k - константа скорости реакции, ρ_0 - начальная плотность газа при $t=0$.

Интенсивность теплопритока за счет горения определялась уравнением

$$Q_x = \rho_1 q \frac{da}{dt}, \quad (11)$$

где q – теплота реакции.

Для всех дальнейших расчетов величины γ (показатель адиабаты), q , k , E_a в уравнениях для определенности выбраны такими, какие используются для моделирования детонации в стехиометрической водородо-воздушной смеси (см., например [7]). Эти значения равны: $q = 4.0 \cdot 10^6$ дж/кг, $\gamma = 1.21$, $E_a = 8635^\circ$ К, $k = 5.7 \cdot 10^6$ сек⁻¹.

Нас будет интересовать влияние процессов межфазного обмена импульсом и энергией на характер нестационарных решений, возникающих в результате начального подрыва. Здесь рассматривается задача о распространении горения от закрытого конца трубы. Эта задача (в отличие от задачи о движении от открытого конца) является моделью практически важного случая сферического распространения процесса горения.

Граничные условия ставятся следующим образом: рассматривается полубесконечное пространство, заполненное однородной горючей смесью при нормальных температуре и давлении. Капельная взвесь также однородна и имеет среднюю плотность ρ . К границе расчетной области ($x = 0$) примыкает зона ($\Delta x > x > 0$) с повышенной температурой и давлением шириной Δx . Она моделирует область сжатого газа, возникающую при подрыве инициирующего заряда.

В момент $t=0$ вещество неподвижно, а при $t>0$ система предоставляется себе. Задача состоит в прослеживании эволюция возмущения от начального участка повышенных параметров (поджиг) при различных параметрах дисперсной фазы. В зависимости от преобладающего механизма межфазного обмена (обмен импульсом или теплообмен) могут возникать качественно различное поведение возмущений.

3. Распространение горения при разных параметрах капельной взвеси

Проиллюстрируем на примере возникновение нового механизма распространения горения в двухфазной системе. Распространение волн в такой среде описывается уравнениями (1 – 6). Сопоставим характер эволюции начального возмущения при двух крайних предположениях относительно основного механизма диссипации в зоне горения. 1 – основная причина диссипации – теплообмен; 2 – основная причина диссипации – трение.

Отметим, что соотношение ролей двух указанных механизмов газочапельной системе определяется соотношением времени обмена импульсом и временем теплопередачи между газом и капельной фазой. Эти времена в определяются в свою очередь размером капель. Действительно, время обмена импульсом можно оценить как

$$\tau_f \approx \rho_l v_l / F_f \approx \frac{4}{3} (r / v_l) (\rho_0 / \rho_2 C_d),$$

(см. формулу (7)), а время теплообмена – как

$$\tau_T \approx \rho_l \tilde{N}_p T_l / Q \approx (r^2 / \chi) (\rho_0 / 3 \rho_2 Nu)$$

(формула (8); $\chi = \kappa / \rho_l C_p$ - температуропроводность газа, C_p – теплоемкость). Таким образом, первое характерное время пропорционально радиусу капель, а второе – квадрату радиуса. Поэтому в случае крупных капель главную роль играет трение, а в случае мелких – теплообмен. При размере капель 0.1 мм (и остальных параметрах, типичных для водородовоздушной смеси при нормальных условиях) характерное время обмена импульсом на порядок меньше времени теплообмена, и основным механизмом потерь является трение.

Исходя из системы уравнений (1 – 6) будем сравнивать эволюцию начального возмущения для двух вариантов, отличающихся только размерами капель и характерными временами обмена.

В обоих случаях при средней плотности водного распыла меньшей, чем критическая, начальное возмущение переходит в стационарную детонационную волну Ч-Ж, так же, как это описано в [8]. Максимум давления в волне как функция времени показана на рис. 1 (кривая 1).

При превышении плотности капельной взвеси критического значения в первом случае (преобладание теплообмена) возмущения, исходящие от начальной области поджига, затухают. На некотором расстоянии возмущение представляет ударную волну малой амплитуды, не способную произвести воспламенение смеси и затухающую в конечном счете до нуля. При этом топливо выгорает лишь в конечном объеме вокруг области начального поджига. Поведение максимального давления в волне показано на рис. 1 (кривая 3). Этот результат полностью соответствует [8], где межфазное взаимодействие представлялось только теплообменом.

Во втором случае (преобладание трения) возмущение от зоны поджига также вначале затухает. Однако, в отличие от первого случая здесь не происходит затухания до нуля. Начиная с некоторого момента волна выходит на стационарный незатухающий режим и может распространяться на сколь угодно большие расстояния. При этом вся смесь за волной полностью сгорает. Поведение максимального давления показано на рис. 1 (кривая 2).

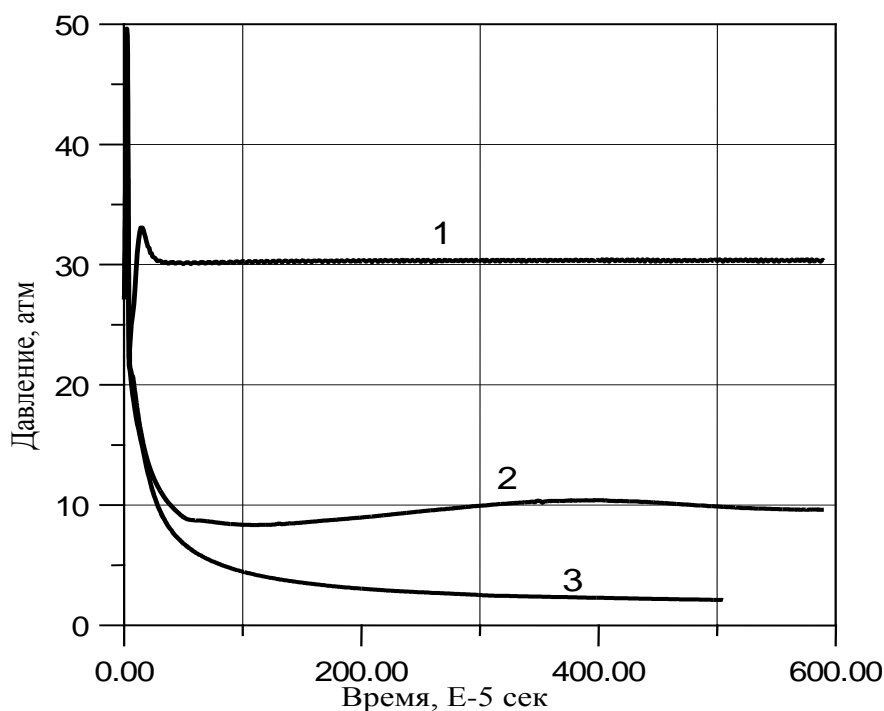


Рис. 1. Эволюция максимального давления в волне при распаде области начального зажигания. 1 - плотность капельной взвеси ниже критической (имеет место обычная детонация); 2, 3 - плотность взвеси выше критической (детонация подавлена): 2 - преобладает теплообмен; 3 - преобладает трение

На рис. 2 показан последовательных профилей скорости в квазистационарной волне горения обнаруженного типа в системе с трением. Распространение такого возмущения наблюдается вне пределов существования обычной детонации Чепмена-Жуге.

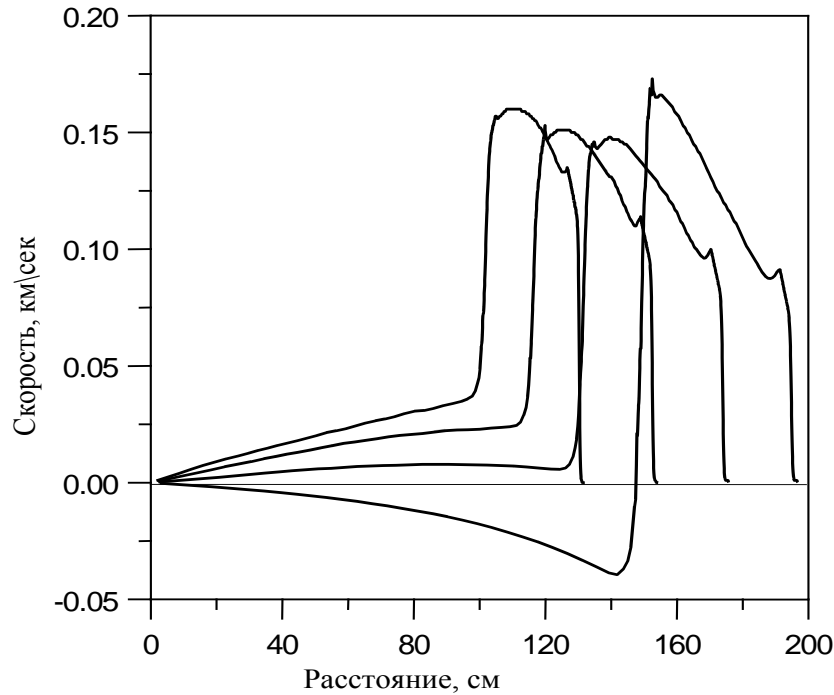


Рис. 2. Последовательный ряд профилей скорости газа при распространении возмущения от начального поджига в среде с трением вне пределов детонации Ч-Ж

4. Стационарные волны горения в среде с трением

Рассмотрим подробно природу волн горения в системе с трением. Будем исходить из стационарной системы уравнений (1 – 6). Предельно идеализируем задачу. Для этого полностью пренебрежем тепло- и массообменом в уравнениях (1 – 6), оставив только межфазное трение, а также пренебрежем движением дисперсной фазы, т.е. будем полагать $v_2 = 0$.

Тогда соответствующая упрощенная система уравнений в системе отсчета, связанной с волной выглядит так:

$$\partial/\partial x (\rho V) = 0 \quad (12)$$

$$\partial/\partial x (P + \rho V^2) = F_f \quad (13)$$

$$\partial/\partial x (\rho V (w + V^2/2)) = Q_x + F_f V_0 \quad (14)$$

Здесь x – координата вдоль направления течения, V – скорость течения газа, а V_0 – скорость распространения волны (скорость течения перед фронтом в связанной с волной системе отсчета). Сила трения равна

$$F_f = {}^{3/4} (\rho_w \rho_0) C_d \rho |(V - V_0)| (V - V_0) / r$$

ρ_w – плотность капельной взвеси.

Граничные условия задаются непосредственно за фронтом лидирующей ударной волны. Свободным параметром является число Маха.

Параметры перед и за рассматриваемой волной связаны соотношениями, получающимися из (12 – 14) интегрированием вдоль направления течения.

$$\rho_0 V_0 = \rho_1 V_1 = \rho_2 V_2 = j \quad (15)$$

$$P_0 + \rho_0 V_0^2 = P_1 + \rho_1 V_1^2 = P_2 + \rho_2 V_2^2 + \Phi \quad (16)$$

$$w_0 + V_0^2/2 = w_1 + V_1^2/2 = w_2 + V_2^2/2 + (q + \Phi V_0)/j \quad (17)$$

Здесь $\Phi = \int F_f dx$ – интеграл силы трения вдоль направления распространения. Индексом 0 обозначены параметры невозмущенного газа перед фронтом, индексами 1 и 2 – параметры непосредственно за фронтом головной ударной волны и позади зоны горения.

Исключив давление плотность из уравнений (12 – 14), и приняв, что для идеального газа $w = \gamma (P/\rho)/(\gamma - 1) = c^2/(\gamma - 1)$ (где γ – показатель адиабаты, а c – скорость звука), получим уравнение для скорости течения (в системе отсчета, связанной с волной)

$$\gamma(\gamma-1) (dV/dx) (P_0/j + V_0 + \Phi/j - (\gamma+1)V/\gamma) = Q_x/j + F_f(V_0 - \gamma V/(\gamma-1))/j \quad (18)$$

Это уравнение можно переписать иначе, введя в рассмотрение местную скорость звука $c = (\gamma P/\rho)^{1/2}$.

$$\gamma(\gamma-1) (dV/dx) (c^2/V - V) = qa/V\tau + F_f(V_0 - \gamma V/(\gamma-1))/j \quad (19)$$

Химическое тепловыделение представляем как

$$Qx/j = q\rho a/\rho V\tau_r = qa/V\tau_r, \quad 1/\tau_r = (da/dt)/a$$

Перейдем в уравнении (18) к безразмерным переменным

$$\xi = x/R, \quad u = V/V_0, \quad \tau = \tau_r/\tau_D,$$

где введено обозначение $R = \frac{4}{3} r (\rho_0/\rho_w)/C_d$ (r – радиус капли), τ_D – некоторое характерное время, равное времени реакции при температуре за ударной волной детонации Чепмена-Жуге в адиабатических условиях, т.е. в чистой газовой смеси без капель. В этих переменных выражения для силы трения и интеграла силы есть

$$F/j = (V_0^2/R) |1-u| (1-u)/u, \quad \Phi/j = V_0 \int |1-u| (1-u)/u d\xi \equiv V_0 f$$

В безразмерных переменных уравнение (18) принимает вид

$$\begin{aligned} du/d\xi ((1+M^2)/(M^2(\gamma-1)) - (\gamma+1)u/(\gamma-1) + \gamma f/(\gamma-1)) = \\ = (Ba/u\tau) + |1-u| (1-u) (1-\gamma u/(\gamma-1))/u, \end{aligned} \quad (20)$$

$$B = (q/V_0^2) (R/V_0 \tau_D)$$

Это уравнение содержит два параметра – число Маха $M = V_0/c_0$ и параметр B . Первый член в правой части всегда положителен, а второй – отрицателен при $(\gamma-1)/\gamma < u < 1$ и меняет знак при $u = 1$.

Параметр B может быть выражен через характеристики детонации Ч-Ж для данной газовой смеси. Для сильной детонационной волны в чистом газе без капельной взвеси имеет место соотношение [9]: $q/V_D^2 = 1/(2\gamma-2)$, где V_D – скорость обычной детонации в чистом газе. Поэтому

$$q/V_0^2 = (M_D^2/M_0^2) / (2\gamma-2),$$

где $M_0 = V_0/c_0$ – число Маха рассматриваемой волны, c_0 – скорость звука в невозмущенном газе, M_D – число Маха детонационной волны Ч-Ж в чистом газе.

Безразмерная величина $(R/V_0 \tau_D)$ может быть связана с условием подавления детонации в газе с капельной взвесью. Условие существования режима Чепмена-Жуге для газа с капельной взвесью выглядит так [10]:

$$(R/V_D \tau_D) < (T_D/E_a) (e/(1+\gamma^2))$$

Здесь T_D – температура за фронтом головной ударной волны детонации Ч-Ж в адиабатических условиях (газ без капель), V_D – ее скорость. Это условие можно переписать с использованием безразмерной величины $(R/V_0 \tau_D)$:

$$(R/V_0 \tau_D) < (M_D/M_0) (T_D/E_a) (e/(1+\gamma^2)) \quad (21)$$

При обратном знаке неравенства в (21) детонация в режиме Чепмена-Жуге не существует. Нас будут в основном интересовать поведение газокапельной взвеси именно в этих условиях, когда детонация Ч-Ж подавлена. Это накладывает определенные ограничения на величину параметра B .

Считается, что физически стационарным волнам отвечают решения уравнения (18) (или системы (12-14)), проходящие через точку Жуге, т.е. точку, в которой одновременно выполняется условие $V = c$ и условие обращения в 0 правой части уравнения (18). За точкой Жуге следует сверхзвуковая область. Возмущения отсюда сносятся сверхзвуковым потоком и не могут проникнуть в область горения. Поэтому движение в ней никак не сказывается на движении в области горения. Это обеспечивает возможность стационарного распространения зоны горения (промежутка от лидирующей ударной волны до точки Жуге).

Решения, в которых условие $V = c$ достигается раньше обращения в 0 правой части (18), не соответствуют никакому физическому режиму.

Решения со всюду дозвуковым течением (так называемая “пересжатая” детонация) не могут быть стационарны без внешнего источника в виде поршня, поддерживающего это течение. В отсутствие такого поршня давление за зоной горения формально должно было бы возрастать неограниченно. На самом деле в отсутствие внешнего поршня за зоной горения “пересжатой” детонации формируется волна разрежения, которая, догоняя собственно детонационную волну, ослабляет ее.

Причиной образования волны разрежения является то, что детонационная волна увлекает сгоревший газ вперед, т.е. газ за детонационной волной движется в сторону движения волны, от точки поджига. Это следует из соотношения (22). Но на закрытом конце трубы (напомним, что рассматривается распространение процесса горения от закрытого конца) газ должен покоиться. Переход от расширения к нулевой скорости на конце трубы происходит в волне разрежения. Эта волна и делает невозможным стационарное распространение пересжатой детонации, тогда как на детонацию Ч-Ж она не оказывает влияния.

Таковыми соображениями обычно исчерпывается анализ решений уравнений (12 – 14).

Однако, эти уравнения имеют еще одно решение – это решение, асимптотически (т.е. по мере выгорания топлива) выходящее на точку $V = V_0$. Нетрудно видеть, что точка $V = V_0$ является стационарной точкой системы (12 – 14) (правые части обращаются в 0 в этой точке).

Отметим сразу же, что решения этого типа могут существовать только при наличии трения. В отсутствие трения точка $V = V_0$ вообще недостижима. Действительно, из уравнений (16) и (15) следует

$$j = (P_2 - P_0 + \Phi) / (V_2 - V_0) \quad (22)$$

Поскольку j – конечная величина, и $P_2 - P_0 \neq 0$, из последнего соотношения следует, что при $\Phi = 0$ (трения нет) не может быть $V_2 = V_0$. Это условие может быть выполнено, если числитель в (22) равен 0, что накладывает определенные ограничения на величину Φ .

Условие $V_2 = V_0$ означает, что в лабораторной системе отсчета скорость сгоревшего газа позади рассматриваемой волны равна нулю (и равна скорости газа перед волной). Таким образом, граничное условие на закрытом конце трубы выполняется сразу за зоной горения рассматриваемой волны, и весь сгоревший газ между местом инициирования и волной неподвижен. В этом случае не возникает никакой волны разрежения, которая могла бы разрушить уходящую вперед волну горения даже если ее скорость относительно сгоревшего газа меньше звуковой. Это обеспечивает возможность стационарного распространения волны данного типа на сколь угодно большие расстояния.

Как будет видно из дальнейшего, такие решения возможны лишь при не очень больших числах Маха, существенно меньших, чем число Маха детонации Ч-Ж в чистом газе. Эти решения могут существовать при большой плотности взвеси, когда обычная детонация подавлена. При этом течение всюду в такой волне является дозвуковым.

При увеличении скорости волны относительно того значения, при котором выполняется условие $V_2 = 0$ в лабораторной системе, сгоревший газ начинает увлекаться вперед $V_2 > 0$ (в предельном случае сильной ударной волны газ всегда увлекается вперед). При уменьшении скорости сгоревший газ будет отбрасываться назад $V_2 < 0$. В первом случае возникает волна разрежения, которая ослабляет и уменьшает скорость распространения возмущения. Во втором – возникает волна сжатия, которая напротив, усиливает и ускоряет возмущение. Это обеспечивает устойчивость режима распространения горения с $V_2 = 0$.

При малой интенсивности лидирующей ударной волны температура смеси за ней низка, и воспламенения не происходит. Температура газовой смеси повышается вплоть до воспламенения в переходной зоне за фронтом лидирующей ударной волны. Структура этой зоны полностью определяется трением. Таким образом, обсуждаемые здесь режимы распространения горения в газовых системах с трением отличаются от дефлаграции и от детонации механизмом нагревания свежей смеси: это не теплопроводность и не ударный нагрев, а трение.

Из рис. 2, где показаны профили скорости газовой фазы, рассчитанные в нестационарной постановке, видно, что в момент выгорания топлива скорость становится близка к нулевой. Таким образом, здесь имеют место ситуация, близкая к обсуждаемым режимам течения с $V_2 = 0$.

5. Условия существования волны горения нового типа

Рассмотрим условия существования решений в виде стационарной волны с трением, за которой сгоревший газ неподвижен. Эти условия будем исследовать применительно к модели водородовоздушной смеси с заданным q и γ . Величина E_a , которая, как будет показано, существенно влияет на условия существования решений, будет считаться свободным параметром.

Условия существования исследуемых режимов есть условия наличия решения уравнения (18) с $V_2 = V_0$, или уравнения (20) с $u_2 = 1$ (в системе, связанной с волной). Заметим, что в принципе могут существовать решения с $u_2 > 1$ ($V_2 > V_0$ – движение сгоревшего газа в обратную от волны сторону в лабораторной системе). Однако, никаким стационарным режимам такие решения не соответствуют, поскольку правая часть (20) в области $u_2 > 1$ не может обратиться в нуль. Стационарные решения существуют лишь при $u_2 \leq 1$. Это либо решения Чепмена-Жуге ($u_2 < 1$), либо решения нового типа с трением ($u_2 = 1$).

Как уже отмечалось, в интересующих нас режимах непосредственно за головной ударной волной следует переходный участок, на котором горения не происходит, и первый член в правой части (20) близок к 0 (из-за низкой температуры газа при малой амплитуде волны). Уравнение (20) без первого члена справа не содержит параметров, кроме числа Маха. При заданном числе Маха структура течения, в частности, профиль скорости, имеет универсальный вид. При изменении плотности водной взвеси меняется лишь пространственный масштаб течения. На рис. 3 показано численное решение уравнения (20) без первого члена в правой части.

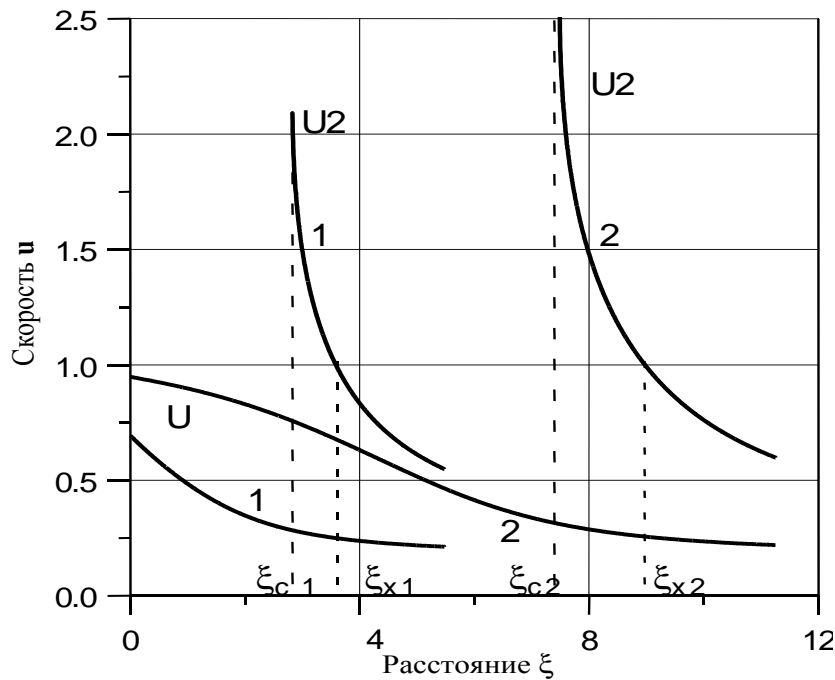


Рис. 3. Решения уравнения (20) без первого члена в правой части: профили скорости (u) при числах Маха $M=1.25$ (1) и $M=1.05$ (2). Здесь же показаны профили конечной скорости (u_2) при мгновенном сгорании, происходящем при $\xi = \xi_c$, полученные из уравнения (24).

Скорость потока газа в переходной зоне монотонно падает (в системе отсчета, связанной с фронтом), а давление и температура монотонно растут. Переходная зона простирается вплоть до точки, где температура становится достаточна, чтобы началось интенсивное горение. За эту точку можно условно при-

нять точку $\xi = \xi_x$, в которой правая часть (20) меняет знак. За этой точкой происходит интенсивное горение, сопровождаемое возрастанием скорости и падением давления.

Пусть скорость в этой точке равна u_x , а температура - T_x (безразмерная температура определяется как $T = T_0 c^2/c_0^2$, где T_0 и c_0 – начальная температура и начальная скорость звука в невозмущенном газе). Предположим теперь, что выгорание топлива происходит мгновенно, т.е. на длине, много меньшей размера переходной зоны. Проинтегрируем уравнение (20) на интервале от этой точки ξ_x до точки, где произойдет полное сгорание смеси. Интегрирование первого члена справа (20) даст q/V_0^2 , а интеграл от второго равен нулю в силу предположения о мгновенности сгорания. В результате получим соотношение

$$(u_2 - u_x) A - (u_2^2 - u_x^2) \Gamma = p$$

где обозначено: u_2 - скорость после сгорания смеси, $p = q/V_0^2$, $\Gamma = (1 + \gamma)/(2\gamma - 2)$,

$$A = A(\xi) = (1 + M^2 \gamma)/(M^2(\gamma - 1) + \gamma f/(\gamma - 1)), \quad (23)$$

$f = f(\xi)$ – здесь величина интеграла силы трения, накопленная до точки, где $u = u_x$. Разрешив последнее соотношение относительно конечной скорости, получим:

$$u_2 = A/2\Gamma - ((u_x - A/2\Gamma)^2 - p/\Gamma)^{1/2} \quad (24)$$

Это уравнение совместно с выражением (23) позволяет определить конечную скорость u_2 при разных значениях скорости u_x , с которой начинается интенсивная реакция горения. На рис. 3 вместе с профилями скорости для разных чисел Маха показаны также решения уравнения (24), полученные в каждой точке ξ по значению $A(\xi)$ и скорости $u(\xi)$, рассматриваемой скорости в точке начала горения. Интересующие нас решения с $u_2 = 1$ получаются тогда, когда горение начинается при температуре T_x , соответствующей точке ξ_x , в которой кривая $u_2(\xi)$ пересекает горизонтальную прямую $u = 1$. Эти точки показаны на рис. 3. Левее точек $\xi = \xi_c$, также показанных на рис. 3, решений уравнения (24) не существует (подкоренное выражение < 0). Сама же точка $\xi = \xi_c$ формально есть точка Жуге, поскольку в ней $u_2 = A/2\Gamma = c^2/u_2$. Последнее равенство следует из сравнения левых частей (19) и (20).

Рис. 4 представляет температуру $T(\xi_x)$ в точке ξ_x как функцию числа Маха. Эта кривая имеет универсальный вид, поскольку она определяется решением уравнения (20) без первого члена в правой стороне. Кривая заканчивается при $M = 2.8$. При числах Маха, превосходящих 2.8 решений с $u_2 = 1$ вообще не существует (все решения уравнения (24) оказываются меньше 1). Решение с $M = 2.8$ одновременно является режимом с $u_2 = 1$ и режимом Ч-Ж, т.е., с $u_2 = c$. При $M < 2.8$ все режимы с $u_2 = 1$ являются дозвуковыми.

На этом же графике показан ряд линий, соответствующих зависимости от числа Маха фактической температуры зажигания (т.е. температуры, при которой скорость горения становится такова, что правая часть (20) меняет знак). Кривые различаются параметром B , точнее, $R/V_0 \tau_0$, или, что то же, плотностью капельной взвеси ρ_w (напомним, что $R \propto 1/\rho_w$). Пересечение двух кривых означает существование интересующих нас решений с $u_2 = 1$ при заданном ρ_w . Если пересечение отсутствует, таких решений нет. Наименьшее значение ρ_w ($= 10.6 \text{ кг/м}^3$) на рис. 4 соответствует пределу существования режима Чепмена-Жуге для данного случая. Как видно из рис. 4, режимы с $u_2 = 1$ существуют при ρ_w , намного превосходящем критическое значение, т.е. далеко за пределами детонации Ч-Ж. С увеличением плотности взвеси число Маха волны с трением падает и приближается к 1. При больших значениях ρ_w режимы с $u_2 = 1$ исчезают.

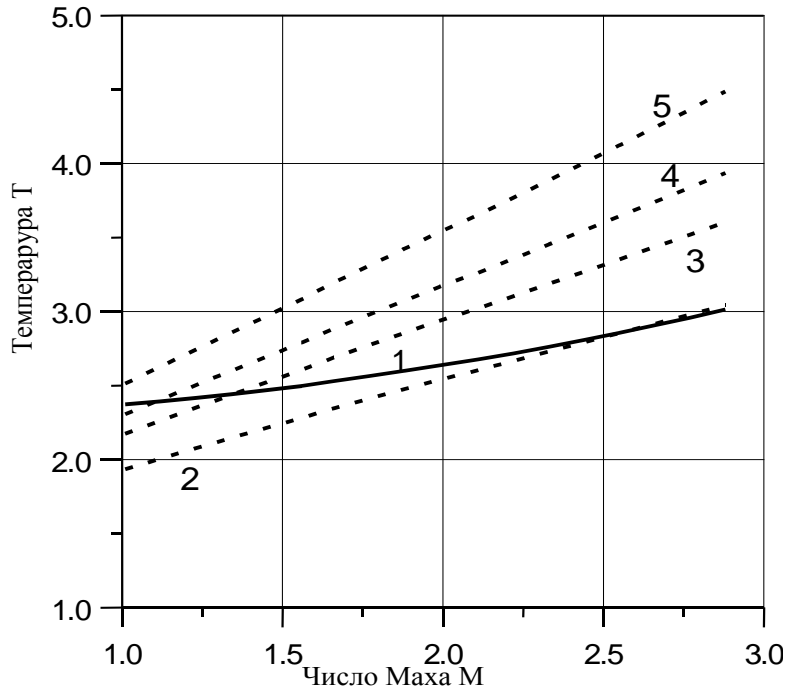


Рис. 4. Температура начала горения, необходимая для выхода на режим $u_2 = 1$ (1) и фактическая температура зажигания (перемены знака правой части (20)) (2-5) при разных значениях ρ_w как функции числа Маха. Температуры нормированы на начальную температуру. $E_a/T_0 = 15$. 2 - $\rho_w = 10.6 \text{ кг/м}^3$ (предел детонации Чепмена-Жуге); 3 - $\rho_w = 30 \text{ кг/м}^3$; 4 - $\rho_w = 50 \text{ кг/м}^3$; 5 - $\rho_w = 100 \text{ кг/м}^3$;

Таким образом, при заданной калорийности топлива q существование и свойства решений с $u_2 = 1$ определяется параметром $R/V_0 \tau_D$. Нас интересуют условия, когда обсуждаемые здесь режимы существуют в газокапельной взвеси за пределами обычной детонации Ч-Ж. Как уже отмечалось, на пределе детонации имеет место соотношение

$$(R/V_0 \tau_D) = (M_D/M_0) (T_D/E_a) (e/(1+\gamma^2)) \approx 4.01(M_D/M_0) (T_D/E_a) (e/(1+\gamma^2)).$$

(здесь учтено, что при выбранной калорийности смеси $T_D \approx 4.01 T_0$). Это соотношение однозначно задает значение параметра B (см. уравн. (20)) на пределе обычной детонации и тем самым – число Маха для нового режима с $u_2 = 1$. Как видно из последнего соотношения, число Маха волны горения нового типа при плотности взвеси ρ_w , соответствующей пределу обычной детонации, должно зависеть от отношения E_a/T_0 . На рис. 5 показана зависимость числа Маха волны горения нового типа на пределе обычной детонации от величины E_a/T_0 . Из рис. 4 видно, что если волна горения с $u_2 = 1$ существует при некотором значении числа Маха $M^* > 1$, то такие решения существуют при и при меньших $1 < M < M^*$ с большей плотностью взвеси. Диапазон M^*-1 существования обсуждаемых решений при $E_a/T_0 \rightarrow 30$ сужается до нуля, и при $E_a/T_0 > 30$ таких режимов не существует вообще (напомним, что речь идет о существовании режимов $u_2 = 1$ за пределами обычной детонации Ч-Ж). Отметим, что полученное граничное значение E_{ac} относится к заданной калорийности q ($=4$ мдж/кг смеси). Оно оказывается равно приблизительно 8700К. Для рассматриваемой здесь модели стехиометрической водородовоздушной энергия активации близка к критическому значению.

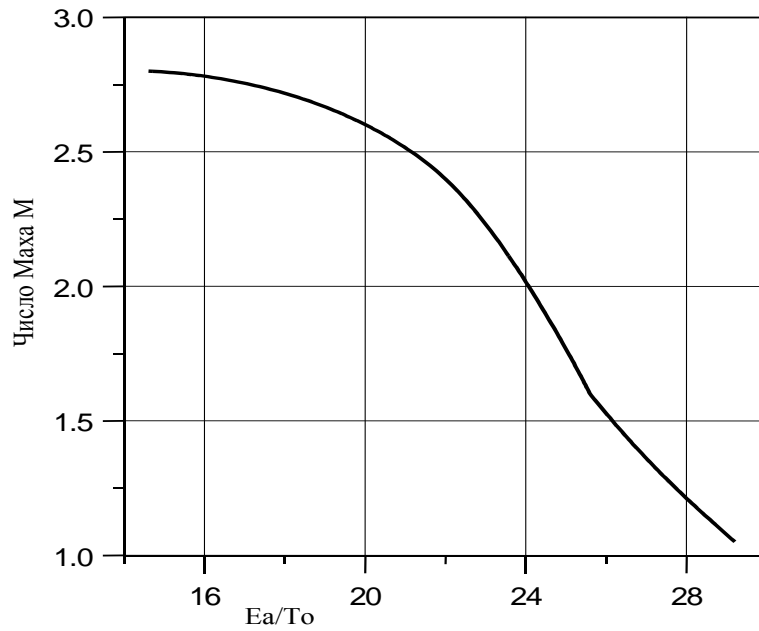


Рис. 5. Зависимость числа Маха волны горения нового типа при плотности капельной взвеси, соответствующей пределу обычной детонации Ч-Ж, от энергии активации смеси.

6. Параметры волны горения нового типа

Легко найти параметры газа за стационарной волной горения нового типа с трением. Из соотношений (15 - 17) с учетом $V_2 = V_0$ следует

$$\rho_2 = \rho_0$$

Уравнение (22) дает

$$P_2 - P_0 = \Phi$$

Откуда с учетом уравнения сохранения энергии следует

$$P_2 = P_0 + \rho_0 q (\gamma - 1)$$

$$T_2 = T_0 + q/C_v$$

Таким образом, температура и давление сгоревшего газа за рассматриваемой волной горения с трением определяются только калорийностью топлива и имеют одни и те же значения при любом числе Маха. Число Маха в данном случае, в отличие от режима Ч-Ж в чистом газе, не может быть определено непосредственно из уравнений (15 - 17) через калорийность. Число Маха и сами границы существования режимов рассматриваемого типа определяются кинетикой горения.

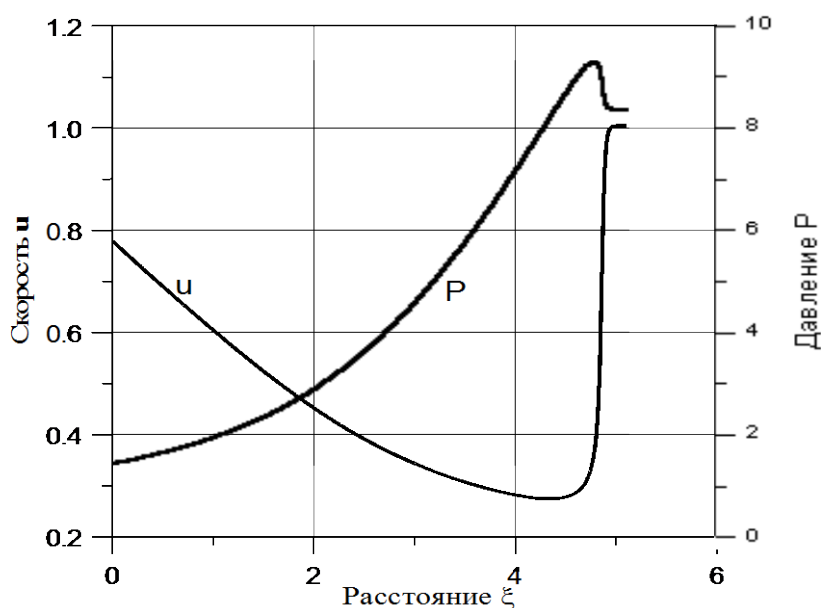


Рис. 6. Решение уравнения (20), соответствующее стационарному режиму с трением: профиль скорости (u) и давления (P).

7. Заключение

Обнаружен и исследован новый механизм распространения горения в горючих газовых смесях в присутствии взвешенных мелких капель воды. Этот механизм отличается как от обычной детонации, так и от дефлаграции. Он проявляется в условиях, когда основным механизмом межфазного взаимодействия является трение. Характеристики этого механизма:

- сверхзвуковое распространение с небольшими числами Маха ($M < 2.8$)
- сгоревший газ волной горения остается неподвижен
- течение (в системе отсчета, связанной с волной) всюду дозвуковое
- механизм нагревания газовой смеси до температуры зажигания есть трение

Трение играет принципиально важную роль в формировании волн горения нового типа. Во-первых, наличие трения снимает запрет на достижение состояния, в котором сгоревший газ неподвижен и тем самым обеспечивает отсутствие волн разрежения, которые могли бы сделать течение нестационарным и затухающим. Во-вторых, трение обеспечивает нагрев газа до температуры зажигания. Обнаруженные режимы могут приводить к распространению горения в условиях, когда обычная детонация подавлена и не может существовать. Это расширяет пределы распространения зажигания в двухфазных системах в

виде горючих газовых смесей с распыленной водой. Поэтому описанные здесь явления должны учитываться в оценке опасности взрыва водорода при анализе тяжелых аварий на АЭС.

Полученные здесь результаты, касающиеся условий, в которых могут распространяться волны горения нового типа, относятся к предельно упрощенной модели двухфазной среды. Она не учитывает реальных теплофизических свойств газов смеси, реальной кинетики окисления, движения капельной фазы, теплообмена. Трансформация этих результатов применительно к свойствам реальных сред, а также анализ устойчивости обнаруженных течений требуют дополнительных исследований.

8. Литература

1. Шебеко Ю.Н., Цареченко С.Г., Еременко О.Я. и др. Горение бедных воздушно-водородных смесей в потоках распыленной воды. //ФГВ, т.26, №4, с. 58-61, 1990.
2. Фролов С.М., Гельфанд Б.Е. К вопросу о подавлении детонации завесами и пенами. Физика Горения и Взрыва, 1991, т.27, №6, с. 116 - 122.
3. В.В.Беликов, Г.В.Беликова, В.М.Головизнин, В.Н.Семенов, Л.П.Стародубцева, А.Л.Фокин. Подавление детонации в водооодовоздушных смесях. ТВТ, 1995, т.33, №3, с. 452-457.
4. Saint-Cloud J.P., Palaldi O.) Progr. Astron. Aeron., Vol.94. Dynamics of shock Waves, Explosions and Detonation N.Y., AIAA, Inc., 1984, p.302.
5. П.Б.Вайнштейн, Р.И.Нигматулин, В.В.Попов. Переход горения аэрозвесей унитарного топлива в детонацию. ФГВ, 1980, т. 16, № 5, с. 102 - 106.
6. Ивандаев А.И. и др. Итоги науки и техники. Серия механика жидкости и газа, т.16, 1982.
7. Дорофеев С.Б., Еременко А.А., Кочуро А.С., Чугунов А.Е. Моделирование распространения детонации в газах. Препринт ИРИС -91/2, 1991.
8. В.В.Беликов, Г.В.Беликова, В.М.Головизнин, В.Н.Семенов, Л.П.Стародубцева, А.Л.Фокин. О подавлении детонации в газовых смесях при наличии охлаждения. Известия Академии Наук, сер. Энергетика, 3, 1995, с. 116-123.
9. Я.Б. Зельдович. К теории распространения детонации в газообразных системах. В сб. Детонация конденсированных и газовых систем. М., Наука, 1986, с 119.
10. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теоретическая физика, т VI, Гидродинамика. М, Наука, 1988.