

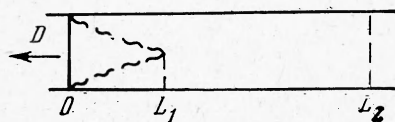
ОДНОМЕРНАЯ ДИФFUЗИОННАЯ МОДЕЛЬ ГЕТЕРОГЕННОЙ
(ГАЗ — ПЛЕНКА) ДЕТОНАЦИИ

С. А. Лесняк, В. Г. Слущкий

(Москва)

Рассматривается процесс детонации в трубе, заполненной газообразным окислителем (кислородом), по всему периметру которой нанесен «толстый» слой горючего (углерод с низкой упругостью пара); отношение весов горючего и окислителя значительно превышает стехиометрическое. Предполагается, что скорость тепловыделения определяется диффузионным (немгновенным) процессом перемешивания испаряющегося горючего и окислителя. Проведена оценка влияния на параметры детонации неоднородности состава по сечению трубы, а также трения и тепловых потерь. Получены зависимости параметров детонации (скорости распространения, профиля давления во фронте, расстояния до плоскости Чепмена—Жуге) от теплофизических свойств горючего и окислителя.

1. Экспериментально установлено [1,2], что в трубе, заполненной газообразным окислителем, на стенки которой нанесена пленка горючего (с низкой упругостью пара при начальных условиях), возможно распространение детонационного процесса. Фронт гетерогенной детонации состоит из скачка уплотнения и протяженной (не менее двух-четырех диаметров трубы) зоны горения за ним. Детонация возможна при практически бесконечно больших отношениях веса горючего на стенках трубы к весу газообразного окислителя в объеме.



Фиг. 1

В [3-5], посвященных теоретическому рассмотрению процесса, предполагалось мгновенное перемешивание поступающего в объем трубы горючего с окислителем. В [3] скорость тепловыделения определялась кинетикой химической реакции окисления и был сделан вывод о невозможности распространения процесса при достаточно интенсивной подаче горючего. В [4,5] предполагалось, что поступающее со стенок в объем трубы горючее мгновенно сгорает, а плоскость Чепмена — Жуге отождествлялась с плоскостью полного испарения пленки горючего. Дефект скорости распространения процесса по сравнению со скоростью гомогенной детонации того же состава определялся теплопотерями и потерями на трение. Авторы [4,5] ограничились рассмотрением процессов для «тонких» слоев горючего, т. е. для отношений веса горючего на стенках трубы к весу газообразного окислителя в объеме, близких к стехиометрическому.

Схематическое изображение фронта детонации, полученное на основании экспериментальных данных [5-7], приведено на фиг. 1. Здесь 0 — ударный фронт, L_1 — расстояние от ударного фронта до смыкания пограничных слоев, L_2 — расстояние от ударного фронта до плоскости завершения тепловыделения.

При выводе соотношений сделаны следующие упрощающие предположения:

1) плотность газа ρ , давление p , температура T , скорость потока относительно ударного фронта u предполагаются постоянными по сечению трубы;

2) удельная газовая постоянная R и удельная теплоемкость газа c_p предполагаются постоянными по сечению трубы;

3) отношение теплоемкостей γ предполагается постоянным по сечению трубы, независимым от расстояния до ударного фронта и равным значению γ в плоскости Чепмена — Жуге для гомогенной газовой детонации стехиометрической смеси горючего с окислителем [8]

$$(1.1) \quad \gamma = 1.17$$

4) скорость химической реакции предполагается бесконечно большой; тепловыделение определяется процессами турбулентной диффузии испарившегося в объем трубы горючего; концентрация горючего предполагается переменной по сечению трубы;

5) величина тепловыделения на грамм окислителя H_o за счет химической реакции предполагается не зависящей от состава продуктов и равной соответствующей величине для гомогенной детонации смеси стехиометрического состава [9]

$$(1.2) \quad H_o = D_H^2 / 2 (\gamma^2 - 1) c_o'$$

где D_H и c_o' — скорость детонации и весовая концентрация окислителя в смеси стехиометрического состава;

6) величина параметра вдува B (описываемая ниже выражениями (2.1), (2.2)) предполагается не зависящей от расстояния до ударного фронта.

В системе координат, связанной с ударным фронтом, стационарные уравнения неразрывности, количества движения и энергии с учетом трения, теплотеря, массоподачи и тепловыделения за счет химической реакции имеют вид

$$(1.3) \quad S\rho u = S\rho_1 D + l \int_0^x m dx$$

$$S(\rho u^2 + p) = S(\rho_1 D^2 + p_1) + D l \int_0^x m dx + l \int_0^x \tau_w dx$$

$$S\rho u \left(\frac{u^2}{2} + c_p T \right) = S\rho_1 D \left(\frac{D^2}{2} + c_p T_1 \right) +$$

$$+ \left(\frac{D^2}{2} + c_p T_w \right) l \int_0^x m dx + S\rho_1 D H_o W + D l \int_0^x \tau_w dx - l \int_0^x q_w dx$$

где D — скорость распространения ударного фронта, S и l — площадь поперечного сечения и периметр трубы, x — расстояние от ударного фронта, m — скорость массоподачи горючего с единицы поверхности, τ_w — касательное напряжение трения, q_w — поток тепла к единице поверхности пленки горючего, W — доля прореагировавшего кислорода, индекс 1 относится к исходному состоянию окислителя.

Уравнение состояния и выражение для квадрата скорости звука имеют вид

$$(1.4) \quad p = \rho RT, \quad a^2 = \gamma RT$$

Перейдем к безразмерным координатам и параметрам

$$(1.5) \quad \pi = p / p_1, \quad \sigma = \rho_1 / \rho, \quad M = u / a, \quad M_1 = D / a_1$$

$$\eta_1 = \int_0^x \frac{lm}{S \rho_1 D} dx, \quad \eta_2 = \int_0^x \frac{l\tau_w}{S \rho_1 D^2} dx, \quad \eta_3 = \int_0^x \frac{lq_w}{S \rho_1 D^3} dx$$

где π — безразмерное давление, σ — безразмерная плотность, M — число Маха потока относительно ударного фронта, M_1 — число Маха ударного фронта, η_1 — безразмерный вдув горючего — отношение потока массы испарившегося горючего к потоку окислителя в сечении трубы x , η_2 — безразмерное трение, η_3 — безразмерные теплотери. Исключая π и σ из уравнений движения в безразмерном виде, получаем уравнение четвертой степени относительно M

$$(1.6) \quad \frac{\gamma^2 M^2 [M^2/2 + 1/(\gamma - 1)]}{(\gamma M^2 + 1)^2} = \frac{1}{2} + \frac{1 - Z}{2(\gamma^2 - 1)}$$

$$(1.7) \quad Z = 1 - 2(\gamma^2 - 1) \left\{ (1 + \eta_1) \left[\left(\frac{D_H}{D} \right)^2 \frac{W}{2(\gamma^2 - 1)c_o'} + \frac{1}{2}(1 + \eta_1) + (\eta_2 - \eta_3) \right] [1 + \eta_1 + \eta_2]^{-2} - \frac{1}{2} \right\}$$

В выражении для Z величинами порядка $(M_1)^{-2}$ по сравнению с единицей пренебрегаем.

Вычитая $1/2$ из обеих частей (1.6), получаем квадратное уравнение относительно $(\gamma M^2 + 1)$. Отсюда

$$(1.8) \quad M_{\pm} = \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma} \frac{1}{1 \pm \sqrt{Z}} - \frac{1}{\gamma} \right)^{1/2}$$

Знаки плюс и минус отвечают двум ветвям решения уравнения (1.6). Для π и σ получаем

$$(1.9) \quad \pi_{\pm} = \frac{\gamma_1 M_1^2}{\gamma M_{\pm}^2 + 1} (1 + \eta_1 + \eta_2), \quad \sigma_{\pm} = \frac{\gamma M_{\pm}^2}{\gamma M_{\pm}^2 + 1} \frac{(1 + \eta_1 + \eta_2)}{(1 + \eta_1)^2}$$

где γ_1 — отношение теплоемкостей окислителя в исходном состоянии. При отсутствии вдува $\eta_1 = 0$, трения $\eta_2 = 0$ и теплоотери $\eta_3 = 0$ выражения (1.9) переходят в соответствующие выражения для гомогенной детонации.

2. Для анализа течения необходимо знать либо конкретную зависимость от x функций $\eta_1, \eta_2, \eta_3, W$, либо выразить все эти функции через одну из них. Поскольку в данной работе ограничиваемся рассмотрением процесса детонации для «толстых» слоев горючего, то целесообразно взять безразмерный вдув η_1 в качестве параметра и выразить через него остальные величины.

Для описания процесса массоподачи за фронтом бегущей ударной волны используем положения, развитые в теории пограничного слоя со вдувом. Следуя [10], выражение для скорости массоподачи запишем в виде

$$(2.1) \quad m = B \rho (D - u) St$$

Здесь B — параметр вдува, основная характеристика для описания пограничного слоя на проницаемой поверхности, St — число Стантона. Полагая, что тепло, подводимое к поверхности пленки горючего, затрачивается на разогрев горючего и его последующее испарение, получаем,

следуя [10], выражение для параметра вдува для случая жидких пленок

$$(2.2) \quad B = \frac{H_e - H_w}{c_L(T_w - T_1) + r(T_w)} \approx \frac{H_o}{c_L(T_2 - T_1)}$$

где $H_e - H_w$ — разность полных удельных энтальпий у оси и у стенки трубы, c_L , $r(T_w)$ и T_2 — удельная теплоемкость, теплота испарения и критическая температура горючего. Первое выражение является точным определением параметра вдува B ; в выражение для разности полных энтальпий $H_e - H_w$ входит разность тепловых энтальпий, кинетический член, учитывающий вязкую диссипацию, и теплота сгорания на грамм окислителя. В приближенном выражении для B , которым будем пользоваться в дальнейшем, учитывается только тепловыделение за счет химической реакции. Поскольку для жидких предельных углеводородов в широком диапазоне значений T_w (начиная от температуры кипения при одной атмосфере и выше) величина $c_L(T_w - T_1) + r(T_w)$ меняется не более чем на 20%, то с хорошей точностью в (2.2) можно полагать $T_w = T_2$.

Для «замороженных» пленок горючего в выражении для B (2.2) следует учитывать дополнительно теплоту плавления и разогрев твердой фазы до температуры плавления. Поскольку в реальных системах, в которых возможно распространение гетерогенной детонации, теплота сгорания значительно больше теплоты испарения, то

$$(2.3) \quad B \gg 1$$

С учетом (2.1) выражение для η_1 преобразуется к виду

$$(2.4) \quad \eta_1 = B \frac{l}{S} \int_0^x \sigma^{-1} \left(1 - \frac{u}{D}\right) St dx$$

Выражение для потока тепла к поверхности пленки горючего запишем в виде

$$(2.5) \quad q_w = \rho (D - u) St (H_e - H_w) \approx \rho (D - u) St H_o$$

и для величины тепловых потерь в безразмерном виде получим

$$(2.6) \quad \eta_3 = \frac{H_o}{D^2} \frac{l}{S} \int_0^x \sigma^{-1} \left(1 - \frac{u}{D}\right) St dx = \frac{H_o}{D^2} \eta_1 B^{-1}$$

Выражение для касательного напряжения τ_w с учетом аналогии Рейнольдса $c_f / 2 = St$, где c_f — местный коэффициент трения, примет вид

$$(2.7) \quad \tau_w = St \rho (D - u)^2$$

Выражение для величины безразмерного трения имеет вид

$$(2.8) \quad \eta_2 = \frac{l}{S} \int_0^x \sigma^{-1} \left(1 - \frac{u}{D}\right) St \left(1 - \frac{u}{D}\right) dx = \left\langle 1 - \frac{u}{D} \right\rangle \eta_1 B^{-1}$$

где $\left\langle 1 - u/D \right\rangle$ — среднее значение величины $1 - u/D$ на участке $0x$.

Как видно из выражений (2.3), (2.6), (2.8) величины η_2 и η_3 существенно меньше η_1 . Поскольку в выражение для Z (1.7) величины η_1, η_2, η_3 входят в виде линейных комбинаций, то для вычисления η_2 и η_3 достаточно грубых оценок. В частности, за $\left\langle 1 - u/D \right\rangle$ может быть взято значение $1 - u/D$ непосредственно за сильной ударной волной

$$(2.9) \quad \left\langle 1 - u/D \right\rangle = 2 / (\gamma + 1) = 0.92$$

Найдем связь между количеством испарившегося горючего и количеством выделившегося тепла. В предположении бесконечной скорости химической реакции, а также постоянства ρ и u по сечению трубы, тепловыделение на участке $0x$ будет определяться распределением весовых концентраций окислителя c_o и горючего $c_E = 1 - c_o$ в сечении x

$$(2.10) \quad H_o W = \frac{1}{S} \int_{(S)} H \frac{\rho u}{\rho_1 D} dS = (1 + \eta_1) \frac{1}{S} \int_{(S)} H dS$$

$$H = \begin{cases} H_o c_o, & \text{если } c_o \leq c_o' \\ H_E c_E, & \text{если } c_o \geq c_o' \end{cases}$$

Здесь H , H_o , H_E — тепловыделение на грамм смеси, грамм окислителя и грамм горючего соответственно; H_o и H_E связаны соотношением

$$(2.11) \quad H_o c_o' = H_E (1 - c_o')$$

Выбор H в таком виде учитывает, что вблизи поверхности горючего тепловыделение за счет химической реакции определяется концентрацией кислорода (горючее здесь в избытке), в то время как вблизи оси трубы тепловыделение определяется концентрацией горючего.

Величина η_1 также определяется распределением концентрации горючего в сечении x

$$(2.12) \quad \frac{\eta_1}{1 + \eta_1} = \frac{1}{S} \int_{(S)} c_E dS$$

Таким образом, связь между $H_o W$ и η_1 определяется профилем концентраций. Распределение концентраций по сечению трубы будем полагать аналогичным распределению концентраций в турбулентном пограничном слое со вдувом и горением [11]

$$(2.13) \quad c_o / c_o^e = [(y / \delta)^{1/n} + B / 2 (y / \delta)^{2/n}] [1 + B / 2]^{-1}$$

Здесь c_o^e — концентрация окислителя у оси трубы, y — расстояние от поверхности трубы, δ — толщина диффузионного пограничного слоя. На участке до смыкания пограничных слоев $\delta < d / 2$, где d — диаметр трубы, концентрация окислителя у оси трубы постоянна ($c_o^e = 1$). После смыкания пограничных слоев c_o^e уменьшается по мере удаления от ударного фронта.

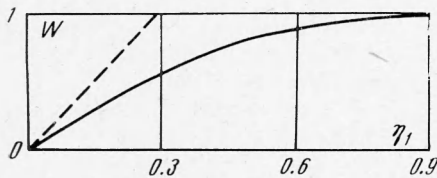
Полученные зависимости между η_2 , η_3 , $H_o W$ и η_1 позволяют построить зависимости M_{\pm} и λ_{\pm} в виде функций от величины безразмерного вдува η_1 . В качестве параметров берутся: отношение скорости распространения ударного фронта к скорости распространения гомогенной детонации смеси стехиометрического состава данного горючего с окислителем D / D_H , параметр вдува B и показатель степени $1 / n$ в выражении (2.13) для распределения концентраций.

Как показано в [12], величина $1 / n$ отвечает показателю степени в распределении скорости для турбулентного течения при отсутствии вдува. Если пренебречь влиянием возмущений, развивающихся на поверхности жидкой пленки горючего за ударным фронтом [13], то величина n слабо зависит от числа Рейнольдса $Re = (D - u) x / \nu$, что позволяет при определении n использовать грубые оценки Re . Взяв в качестве $(D - u)$ и кинематической вязкости ν соответствующие значения непосредственно за ударным фронтом, получаем $Re = 2 \cdot 10^6 x p_1$, где x измеряется в см, а p_1 — в атм. Для нормального начального давления в трубах диаметром $d = 1 \div 10$ см характерное число Рейнольдса при $x = d$ составляет $Re = 2 \cdot 10^6 \div 2 \cdot 10^7$, чему соответствует $n = 7$ [14]. Поскольку большин-

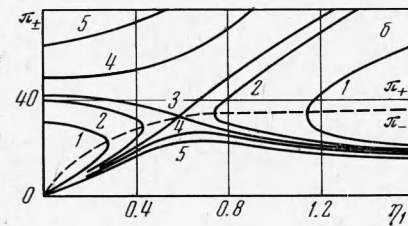
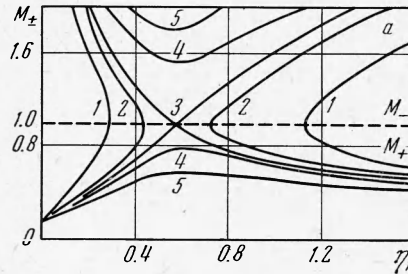
ство экспериментальных результатов получено при этих условиях, приведенные ниже расчеты проведены для $n = 7$.

На фиг. 2 представлена зависимость для доли прореагировавшего кислорода W по мере поступления горючего для случая $B = 10$ и $n = 7$ (сплошная кривая). Как видно из фиг. 2, к тому времени, когда прореагирует весь окислитель $W = 1$, количество поступившего горючего значительно превысит необходимое для стехиометрии: $\eta_1 (W = 1) = 0.84$, в то время как для стехиометрического состава $\eta_1 = (1 - c_o') / c_o' = 0.29$. Для случая мгновенного перемешивания горючего и окислителя доля прореагировавшего окислителя пропорциональна количеству поступившего горючего (пунктирная прямая на фиг. 2).

На фиг. 3 представлен ход кривых M_{\pm} и π_{\pm} для значений $B = 10$, $n = 7$ и различных D / D_H (кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют $D / D_H = 0.7, 0.8, 0.8203, 0.9, 1.0$). Непосредственно за ударным фронтом тече-



Фиг. 2



Фиг. 3

ние должно быть дозвуковым и описываться ветвью с индексом плюс. При сравнительно малых значениях D (кривая 1) течение носит разрывный характер — на участке $0.28 < \eta_1 < 1.13$ величина Z оказывается отрицательной. Физически это означает, что тепловыделение в области $0.28 < \eta_1 < 1.13$ приведет к образованию ударных волн, распространяющихся в сторону ударного фронта и увеличивающих его интенсивность. Такой процесс не может быть стационарным.

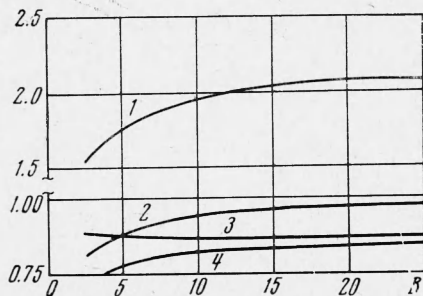
При сравнительно больших значениях D (кривая 4) кривая M_+ не прерывна, но ни в одной точке не достигает значения, равного единице. Профиль давления π_+ , отвечающий этому значению D / D_H , показан на фиг. 3, б. Из зависимостей для M_+ и π_+ получаем, что течение оказывается связанным с условиями на начальном участке трубы и стационарным может оказаться только при определенном поджатии (например, поршнем) продуктов сгорания.

При единственном для данных B и n значении $D = D_j$ (кривая 3) зависимость M_+ непрерывна и в точке $\eta_1 = \eta_1^* = 0.56$ принимает значение, равное единице. В этой точке происходит соприкосновение кривых M_+ и M_- , а также кривых π_+ и π_- . Течение в некоторой окрестности за плоскостью $M = 1$ может описываться либо кривой M_+ , либо кривой M_- . Поскольку в реальных процессах за фронтом детонационной волны следует волна разрежения, то профиль давления в некоторой окрестности за плоскостью $M = 1$ будет описываться кривой π_- , а течение — кривой M_- .

Для данных $B = 10$ и $n = 7$ при скорости распространения ударного фронта, соответствующей $D / D_H = D_j / D_H = 0.8203$, течение носит не-

прерывный характер и оказывается независимым от условий на начальном участке трубы: возмущения — слабые волны разрежения — из этой области не переходят через сечение η_1^* , в котором число Маха потока относительно ударного фронта равно единице. Распространение процесса определяется тепловыделением, массоподачей, трением и теплопотерями на участке $0\eta_1^*$. Такой процесс будет стационарным и к нему полностью применим термин «детонация Чепмена — Жуге».

В принципе могло бы быть реализовано течение, которое и за плоскостью $M = 1$ описывается кривой M_+ , но такой процесс требовал бы определенного поджата продуктов детонации: давление должно изменяться вдоль кривой π_+ .



Фиг. 4

(кривая 1), где ϕ — коэффициент избытка горючего, характеризующая переобогащение состава в плоскости Чепмена — Жуге.

Результаты расчетов показали слабую зависимость относительной скорости детонации D_j / D_H и состава в плоскости Чепмена — Жуге ϕ^* от параметра вдува $B > 7$. Это обстоятельство позволяет использовать для вычисления B приближенное выражение (2.2): неточность в определении B слабо влияет на параметры детонации.

Величины параметра вдува (вычисленные по (2.2)) для детонации в трубах, заполненных кислородом при начальной температуре $T_1 = 293^\circ \text{K}$ (20°C), на стенки которых нанесена пленка жидкого углеводородного горючего, лежат в диапазоне $8 < B < 17$, где справедливы все сделанные выше предположения и упрощения относительно B .

Состав продуктов в плоскости Чепмена — Жуге значительно переобогащен по сравнению со стехиометрическим составом ($\phi^* \approx 2$, $\eta_1 \approx 0.58$), хотя, как следует из фиг. 2, в этом случае прореагирует лишь 93% кислорода.

Переобогащение состава является следствием «немгновенного» перемешивания горючего и окислителя. Поскольку скорость тепловыделения определяется процессом турбулентной диффузии паров горючего, то по мере выгорания кислорода у оси трубы в пристеночный слой должно поступать избыточное количество горючего.

Чтобы сравнить уменьшение скорости гетерогенной детонации за счет переобогащения состава в плоскости Чепмена — Жуге с уменьшением скорости за счет трения и теплопотерь, необходимо определить связь между D_j / D_H и значениями η_1 , η_2 , η_3 , W в плоскости Чепмена — Жуге. Как следует из (1.8) и (1.7), в плоскости Чепмена — Жуге справедливо соотношение

$$(3.1) \quad \frac{D_j}{D_H} = \left\{ \left[\frac{|W|}{(1 + \eta_1) c_o'} \right]^{1/2} \right\} \left\{ \left[1 + \gamma^2 \left(\left(1 + \frac{\eta_2}{1 + \eta_1} \right)^2 - 1 \right) + 2(\gamma^2 - 1) \frac{\eta_3 - \eta_2}{1 + \eta_1} \right]^{-1/2} \right\}$$

Сомножитель, стоящий в первых фигурных скобках, обозначим θ_1^* , сомножитель во вторых фигурных скобках — θ_2^* . При этом θ_1^* определяется составом в плоскости Чепмена — Жуге, а θ_2^* характеризует влияние трения и теплопотерь на величину D_j/D_H . Зависимости $\theta_1^*(B)$ и $\theta_2^*(B)$ для $n = 7$ приведены на фиг. 4 (кривые 3 и 2).

Переобогащение состава является определяющим фактором падения скорости гетерогенной детонации по сравнению со скоростью гомогенной детонации смеси стехиометрического состава. Дефект скорости за счет переобогащения состава, характеризуемый величиной $1 - \theta_1^*$, достигает $\sim 14\%$.

Вклад трения и теплопотерь в падение скорости гетерогенной детонации — величина $1 - \theta_2^*$ — сравнительно невелик и не превышает 6%.

4. Сравнение результатов диффузионной одномерной модели, предложенной в данной работе, с результатами экспериментов проводилось по трем параметрам: а) по скоростям детонации, б) по характерным расстояниям до смыкания пограничных слоев и окончания тепловыделения, в) по профилям давления во фронте детонационной волны.

В таблице представлены расчетные и экспериментальные значения скоростей распространения детонации в круглых трубах для некоторых гетерогенных систем, а также значения параметра вдува B для этих систем. Значение скорости гомогенной детонации для всех указанных в таблице углеводородов полагалось одинаковым $D_H = 2320$ м/сек и равным скорости гомогенной детонации в стехиометрической смеси диэтилциклогексан ($C_{10}H_{20}$) — кислород [8]. В опытах $B = 9.4 \div 12.8$. Расчетные значения скорости детонации в этом диапазоне значений B составляли $D_j = (1897 \div 1925)$ м/сек.

Исследованное вещество	B	D_j , м/сек (расчет)	D_j , м/сек (эксперимент)	d , см	Источник
Вакуумное масло ВМ-4	9.4	1897	1500	2.6	авторы
Веретенное масло	9.6	1899	1600	—	[16]
Замороженный гексадекан	9.8	1901	1820	0.475	[15]
			1950	1.11	
			1860	2.22	
Гексадекан	10.5	1908	1000	0.475	[15]
			1710	1.11	
			1860	2.22	
Декан	12.8	1925	1000	0.475	[15]
			1710	1.11	
			1860	2.22	

Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными значениями скоростей [15] для замороженного гексадекана, а также для жидких декана и гексадекана при $d = 2.22$ см.

В опытах, проведенных с жидкими деканом и гексадеканом в трубе диаметром 1.11 см, значения скорости несколько отличаются, а в трубе диаметром 0.475 см сильно отличаются от расчетных. В то же время результаты опытов, проведенных с замороженным гексадеканом в этих же трубах, хорошо согласуются с расчетом. Расхождение экспериментальных и расчетных значений может быть объяснено сильным влиянием возмущений поверхности жидкой пленки горячего на параметры потока при столь малых диаметрах.

Некоторое расхождение между расчетными и экспериментальными значениями скоростей, полученными авторами для вязкого горючего (вакуумное масло ВМ-4), может быть объяснено негладкостью, «шероховатостью», поверхности пленки, образующейся при ее нанесении на стенки трубы.

Для сравнения теоретических и экспериментальных данных относительно характерных расстояний L_1 и L_2 необходимо связать «обобщенную координату» η_1 с текущей координатой x . Из интегрального уравнения (2.4) получаем

$$(4.1) \quad x/d = 2.6 \cdot 10^2 [I / (B\Psi)]^{1/4} p_1^{1/4} d^{3/4}$$

$$I = \int_0^{\eta_1} \frac{d\eta_1}{\sigma^{-1} - (1 + \eta_1)}, \quad \Psi^{-1} = 1 + 0.19 (\mu_o / \mu_E)^{1/3} B$$

Здесь Ψ — уменьшение числа Стантона за счет вдува горючего [17], μ_E и μ_o — молекулярные веса вдуваемого газа (горючего) и окислителя, d измеряется в см, а p_1 — в атм. При выводе (4.1) число Стантона бралось в виде $St = St_0 \Psi$, где $St_0 = 3.7 \cdot 10^{-2} Re^{-0.2}$ — число Стантона за бегущей ударной волной при отсутствии вдува [18].

Для труб диаметром $d = (1 \div 4)$ см и нормальном начальном давлении окислителя длина участка до смыкания пограничных слоев $L_1 = (2.5 \div 3.5) d$. Смыкание пограничных слоев на теневых фотографиях, представленных в [6,7], происходит на расстояниях $L_1 = (2 \div 4) d$ от ударного фронта и удовлетворительно согласуется с расчетным.

Поскольку фронт пламени при диффузионном горении располагается в области значений концентраций, близких к стехиометрическим, т. е. в глубине пограничных слоев, то окончание тепловыделения должно происходить на значительно больших расстояниях от ударного фронта. Вычисления дают следующие оценки для расстояний от ударного фронта до плоскости, в которой прореагирует весь кислород, $L_2 = (16 \div 23) d$.

Поскольку наиболее существенный вклад в величину теплового потока к поверхности трубы вносит тепловыделение за счет химической реакции, то окончание ее приводит к уменьшению теплового потока. Экспериментальные значения расстояний, начиная с которых происходит уменьшение теплового потока к поверхности трубы, согласно [5] $L_2 = (13 \div 15) d$ и хорошо согласуются с рассчитанными теоретически.

Экспериментальные данные по определению координат плоскости Чепмена — Жуге неизвестны. Расчетное значение этой величины для указанных выше условий $L^* = (5.3 \div 7.5) d$.

Из сравнения величин L_1 , L_2 , L^* следует, что плоскость Чепмена — Жуге расположена ближе к плоскости, в которой происходит смыкание пограничных слоев (регистрируемое на теневых фотографиях), чем к плоскости окончания тепловыделения.

В литературе отсутствуют данные по измерению давления во фронте гетерогенной детонационной волны, распространяющейся в трубах круглого сечения. В [5] приведены данные по измерению давления во фронте детонационной волны, распространяющейся в трубе квадратного сечения, при нанесении пленки горючего по всему периметру. Скорость распространения детонации в этих опытах 1700 м/сек, давление превышало начальное (атмосферное) в 20 раз и оставалось практически постоянным до плоскости окончания тепловыделения.

Расчитанный профиль давления для детонации Чепмена — Жуге представлен на фиг. 3,б (кривая 3). Величина безразмерного давления непосредственно за ударным фронтом $\pi = 43$. Вплоть до плоскости Чеп-

мена — Жуге падение давления не превышает 20% давления непосредственно за фронтом.

Поскольку увеличение давления за фронтом пропорционально квадрату скорости распространения детонации, наблюдается количественное несоответствие экспериментального и расчетного профилей. Однако качественный ход кривых — очень малое падение давления по мере удаления от ударного фронта — примерно одинаков.

Удовлетворительное согласование экспериментальных и расчетных данных позволяет заключить, что диффузионная одномерная модель корректно описывает процесс распространения детонации в круглых трубах, заполненных кислородом, на стенки которых нанесена толстая пленка углеводородного горючего.

Поступила 24 XII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Loison R. Propagation d'une deflagration dans un tube recouvert d'une pellicule d'huile. Compt. Rend. Acad. Sci., 1952, t. 234, No. 5.
2. Гордеев В. Е., Комов В. Ф., Сербинов А. И., Трошин Я. К. О взрывах в воздушных поршневых компрессорах и магистралях. Промышл. энергетика, 1964, № 12.
3. Рыбанин С. С. Одномерная модель детонации гетерогенных систем. Докл. АН СССР, 1966, т. 168, № 4.
4. Sichel M., Rao C. S., Nicholls J. A. A simple theory for the propagation of film detonations. Proc. 13-th Sympos. (Internat.) on Combust. Univ. Utah, Salt Lake City, Utah, 1970. Pittsburgh, Pennsylvania, Combust. Inst., 1971.
5. Rao C. S. R., Sichel M., Nicholls J. A., A two dimensional theory for two phase detonation of liquid films. Combust. Sci. and Technol., 1972, vol. 4, No. 5.
6. Лесняк С. А., Назаров М. А., Трошин Я. К., Шелкин К. И. К механизму распространения гетерогенной детонации. Докл. АН СССР, 1968, т. 182, № 5.
7. Dabora E. K., Ragland K. W., Nicholls J. A. A study of heterogeneous detonations. Astronautica Acta, 1966, vol. 12, No. 1.
8. Ragland K. W., Dabora E. K., Nicholls J. A. Observed structure of spray detonation. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, No. 11.
9. Шелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения, гл. 1. М., Изд-во АН СССР, 1963.
10. Lees L. Convective heat transfer with mass addition and chemical reactions. In: Combust. and Propulsion. N. Y., Pergamon Press., 1959. (Рус. перев.: Конвективный теплообмен при наличии подвода вещества и химических реакций. Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций. М., Изд-во иностр. лит., 1962.)
11. Wooldridge C. E., Muzzy R. J. Measurements in a turbulent boundary layer with porous wall injection and combustion. 10-th. Sympos. (Internat.) on Combust. Cambridge, 1964. Pittsburgh, Pennsylvania, Combust. Inst., 1965.
12. Marzman G., Gilbert M. Turbulent boundary layer combustion in the hybrid rocket. 9-th Sympos. (Internat.) on Combust. Ithaca, N. Y., 1962, New York — London, Acad. Press., 1963.
13. Лесняк С. А., Назаров М. А., Трошин Я. К., Шелкин К. И. Взаимодействие ударной волны с пленкой вязкой жидкости. Докл. АН СССР, 1968, т. 183, № 3.
14. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя, гл. 21. М., «Наука», 1969.
15. Bowen J. R., Ragland K. W., Steffes F. J., Loflin T. G. Heterogeneous detonation supported by fuel fogs or films. Proc. 13-th Sympos. (Internat.) On Combust. Univ. Utah., Salt Lake City, Utah, 1970. Pittsburgh, Pennsylvania, Combust. Inst., 1971.
16. Комов В. Ф., Трошин Я. К. О свойствах детонации в некоторых гетерогенных системах. Докл. АН СССР, 1967, т. 175, № 1.
17. Мугалев В. П. Исследование теплообмена и характеристик турбулентного пограничного слоя на пористой поверхности. Тепло- и массоперенос, т. 1. М., «Энергия», 1968.
18. Hartunian R. A., Russo A. L., Marrone P. V. Boundary — layer transition and heat transfer in shock tubes. J. Aero/Space Sci., 1960, vol. 27, No. 8.