

4. Karlovitz B., Denniston D. W., Knapschaefer, Wells F. E. Studies on Turbulent Flames. A. Flame Propagation Across Velocity Gradients. B. Turbulence Measurement in Flames. Fourth Symposium on Combustion. Baltimore, 1953.
5. Козаченко Л. С. Влияние пульсаций потока на турбулентную скорость распространения пламени. — «Изв. АН СССР. ОТН. Энергетика и автоматика», 1959, т. 21, № 2.
6. Yukio Misutani. Amplification of turbulence level by a flame and turbulent flame velocity. — «Combustion and Flame», 1972, vol. 19, № 2, p. 203.
7. Фрост В. А. Изменение турбулентности за зоной горения. — «Труды Моск. физ.-техн. ин-та», 1961, с. 105.
8. Eschenroeder A. Q. Intensification of turbulence by chemical heat release. — «Phys. of Fluids», 1964, vol. 7, p. 1735—1743.
9. Rayleigh. The Theory of Sound. N. Y., Dover Publ. Inc., 1945.
10. Колмогоров А. Н. Уравнения турбулентного движения несжимаемой жидкости. — «Изв. АН СССР. Серия физ.», 1942, т. VI, № 1—2.
11. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. М., «Наука», 1967.
12. Баренблатт Г. И. О движении взвешенных частиц в турбулентном потоке. — ПММ, 1953, т. XVII, вып. 3, с. 261.
13. Хинце И. О. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
14. Зайдель Р. М., Зельдович Я. Б. О возможных режимах стационарного горения. — ПМТФ, 1962, № 4.
15. Назарчук М. М., Ковецкая М. М., Панченко В. Н. Обратный переход турбулентного течения в ламинарное. Киев, «Наукова думка», 1974.

УДК 534.222.2

## ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНКИ ГОРЮЧЕГО НА СКОРОСТЬ ГЕТЕРОГЕННОЙ (ГАЗ — ПЛЕНКА) ДЕТОНАЦИИ

С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий

(Москва)

Рассматривается процесс детонации в трубе, заполненной газообразным окислителем (кислородом), по всему периметру которой нанесена пленка горючего (углеводород с низкой упругостью пара). Предполагается, что скорость тепловыделения определяется диффузионным (немгновенным) процессом перемешивания испаряющегося горючего с окислителем. Получена зависимость скорости детонации от толщины пленки нанесенного горючего.

Толщина пленки горючего, нанесенного на стенки трубы, заполненной газообразным окислителем, определяет состав гетерогенной системы. Экспериментально наблюдалось распространение детонации как при очень больших отношениях весов горючего на стенках к окислителю в объеме, так и при составах, близких к стехиометрическим [1,2]. Теоретический анализ влияния толщины пленки горючего на параметры детонации проведен в [3,4]. Авторы предполагали, что поступающее в объем трубы испаренное горючее мгновенно перемешивается с окислителем и сгорает. Плоскость Чепмена — Жуге отождествлялась с плоскостью полного испарения пленки горючего.

В данной работе проведен теоретический анализ влияния толщины пленки горючего на скорость распространения детонации с учетом диффузионного (немгновенного) перемешивания паров горючего и окислителя.

Схематическое изображение фронта детонации приведено на фиг. 1, где  $0$  — ударный фронт;  $x$  — расстояние от ударного фронта; стрелкой

указано направление распространения детонационной волны. Начальная толщина пленки горючего  $\lambda_1$  определяет состав гетерогенной системы — отношение весов горючего  $G_E$  и окислителя  $G_O$ :

$$\varphi = \frac{1}{N} \frac{G_E}{G_O} = 4 \frac{\rho_E \lambda_1}{\rho_O d} \frac{1}{N},$$

где  $\varphi$  — коэффициент избытка горючего;  $N$  — отношение весов горючего и окислителя в стехиометрической смеси;  $\rho_E/\rho_O$  — отношение плотностей горючего и окислителя;  $d$  — диаметр трубы. Теплообмен за ударным фронтом приводит к испарению горючего, которое заканчивается в плоскости  $L_v$ . Испарение горючего прекращается, когда на стенках трубы еще остается некоторый слой горючего  $\lambda_2$ . Неполное испарение пленки объясняется высокой теплопроводностью металлических стенок по сравнению с теплопроводностью газа.

В работе сделаны следующие упрощающие предположения: а) плотность газа  $\rho$ , давление  $p$ , температура  $T$ , скорость потока относительно ударного фронта  $u$  постоянны по сечению трубы и меняются по мере удаления от ударного фронта;

б) отношение теплоемкостей в потоке  $\gamma$  постоянно по сечению трубы, не зависит от расстояния до ударного фронта и равно соответствующей величине для гомогенной детонации смеси стехиометрического состава [5];

в) скорость химической реакции бесконечно велика; тепловыделение определяется процессом турбулентной диффузии испарившегося за фронтом ударной волны горючего; концентрация горючего переменна по сечению трубы;

г) величина тепловыделения на грамм прореагировавшего окислителя  $H_0$  не зависит от состава продуктов и равна соответствующей величине для гомогенной детонации смеси стехиометрического состава [6]:

$$(1.2) \quad H_0 = D_H^2/2 (\gamma^2 - 1) c'_0,$$

где  $D_H$  и  $c'_0$  — скорость гомогенной детонации и весовая концентрация окислителя в смеси стехиометрического состава;

д) газ предполагается идеальным; параметры состояния, квадрат скорости звука  $a^2$  и энтальпия  $h$  связаны соотношениями

$$p = \rho RT, \quad a^2 = \gamma RT, \quad h = a^2/(\gamma - 1),$$

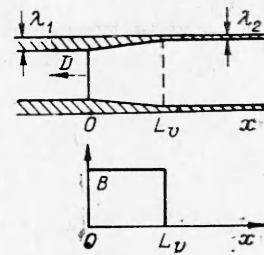
где  $R$  — удельная газовая постоянная;

е) величина параметра вдува  $B = m/\varphi(D-u)St$ ,

где  $m$  — скорость массоподачи горючего с единицы поверхности пленки горючего;  $D$  — скорость распространения ударного фронта,  $St$  — число Стантона, постоянна на участке  $0L_v$  и равна нулю вне его (фиг. 1). Поверхность пленки горючего предполагается гладкой.

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

$$(1) \quad S\rho u = S\rho_1 D + l \int_0^x m dx;$$



Фиг. 1

$$\begin{aligned}
 S(\rho u^2 + p) &= S(\rho_1 D^2 + p_1) + Dl \int_0^x m dx + l \int_0^x \tau_w dx; \\
 S\rho u(u^2/2 + h) &= S\rho_1 D(D^2/2 + h_1) + (D^2/2 + h_w)l \times \\
 &\times \int_0^x m dx + S\rho_1 D H_0 W + Dl \int_0^x \tau_w dx - l \int_0^x q_w dx,
 \end{aligned}$$

где  $S$  и  $l$  — площадь поперечного сечения и периметр трубы;  $\tau_w$  — касательное напряжение трения;  $q_w$  — поток тепла к единице поверхности пленки горючего;  $h_w$  — энтальпия паров горючего у поверхности пленки;  $W$  — доля прореагировавшего кислорода, индекс 1 относится к исходному состоянию окислителя. В (1) величины

$$l \int_0^x m dx, \quad Dl \int_0^x m dx, \quad (D^2/2 + h_w)l \int_0^x m dx$$

учитывают увеличение потоков массы, импульса и энергии за счет подачи горючего; величины

$$l \int_0^x \tau_w dx, \quad Dl \int_0^x \tau_w dx - l \int_0^x q_w dx$$

учитывают изменение потоков импульса и энергии за счет трения и теплопотерь. При отсутствии массоподачи, трения, теплопотерь и химической реакции (1) переходит в систему условий на скачке уплотнения [6].

Перейдем к безразмерным координатам и параметрам:

$$\begin{aligned}
 \pi &= p/p_1; \quad \sigma = \rho_1/\rho; \quad M = u/a; \quad M_1 = D/a_1; \\
 \eta_1 &= \int_0^x \frac{lm}{S\rho_1 D} dx; \quad \eta_2 = \int_0^x \frac{l\tau_w}{S\rho_1 D^2} dx; \quad \eta_3 = \int_0^x \frac{lq_w}{S\rho_1 D^3} dx,
 \end{aligned}$$

где  $\pi$  — безразмерное давление;  $\sigma$  — безразмерная плотность;  $M$  — число Маха потока относительно ударного фронта;  $M_1$  — число Маха ударного фронта;  $\eta_1$  — безразмерный вдув горючего;  $\eta_2$  — безразмерное трение;  $\eta_3$  — безразмерные теплопотери. Исключая  $\pi$  и  $\sigma$  из уравнений движения в безразмерном виде, получаем уравнение четвертой степени относительно  $M$ :

$$\begin{aligned}
 \gamma^2 M^2 [M^2/2 + 1/(\gamma - 1)] [\gamma M^2 + 1]^2 &= (\gamma^2 - Z)/2(\gamma^2 - 1); \\
 Z &= 1 - 2(\gamma^2 - 1) \{ (1 + \eta_1) [(D_H/D)^2 W/2(\gamma^2 - 1) c'_0 + \\
 &+ (1 + \eta_1)/2 + (\eta_2 - \eta_3) [1 + \eta_1 + \eta_2]^{-2} - 1/2 \}.
 \end{aligned}$$

Пренебрегая в выражении для  $Z$  величинами порядка  $(M_1)^{-2}$ , получаем

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

Знаки плюс и минус отвечают двум ветвям решения уравнения (2).

Анализ зависимости  $M_+$  позволяет из всех значений скоростей распространения ударного фронта выбрать такое значение, при котором процесс является детонацией Чепмена—Жуге. Для проведения анализа необходимо знать зависимости между величинами  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\eta_3$ ,  $W$ .

На участке испарения  $OL_v$  оказывается возможным выразить величины  $\eta_2$ ,  $\eta_3$ ,  $W$  через безразмерный вдув  $\eta_1$  [7]:

$$\eta_1 = B \frac{l}{S} \int_0^x \sigma^{-1} (1 - u/D) St dx.$$

Действительно, полагая справедливой аналогию Рейнольдса

$$St = c_f/2,$$

где  $c_f$  — местный коэффициент трения, получаем выражение для безразмерного трения

$$\eta_2 = \frac{l}{S} \int_0^x \sigma^{-1} (1 - u/D)^2 St dx = \langle 1 - u/D \rangle \eta_1 D^{-1},$$

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

Полагая, что на участке  $OL_v$  весь поток тепла к поверхности горячего идет на его испарение, получаем

$$g_w = m r_{\text{eff}},$$

где  $r_{\text{eff}}$  — эффективная теплота испарения, включающая разогрев горячего до достаточно высокой температуры и скрытую теплоту испарения. В соответствии с этим выражение для безразмерных тепловых потерь примет вид

$$\eta_3 = \eta_1 r_{\text{eff}}/D^2.$$

На основании экспериментальной зависимости для распределения концентрации окислителя  $c_0$  как химического элемента в пограничном слое со вдувом и горением над гладкой поверхностью [8]

$$c_0/c_0^e = [(y/\delta)^{1/7} + (y/\delta)^{2/7} B/2] [1 + B/2]^{-1},$$

где  $c_0^e$  — концентрация окислителя на внешней границе пограничного слоя;  $\delta$  — толщина пограничного слоя;  $y$  — расстояние от стенки трубы, удастся связать величину  $\eta_1$  с долей  $W$  прореагировавшего кислорода [7],

$$(3) \quad \begin{aligned} \frac{\eta_1}{1 + \eta_1} &= \frac{1}{S} \int_{(S)} (1 - c_0) dS; \\ \frac{W}{(1 + \eta_1) c_0^e} &= \frac{1}{S} \int_{(S)} c dS; \\ c &= \begin{cases} c_0/c_0^e, & \text{если } c_0 \leq c_0^e, \\ (1 - c_0)/(1 - c_0^e), & \text{если } c_0 \geq c_0^e. \end{cases} \end{aligned}$$

Эти зависимости, полученные для «толстых» слоев горячего, справедливы лишь на участке испарения  $OL_v$ .

На участке  $L_v x$ ,  $x > L_v$ , где вдув горючего отсутствует,  $\eta_1 = \eta_1^v = \text{const}$  ( $\eta_1^x$  — безразмерное количество испарившегося на участке  $0L_v$  горючего), необходимо определить зависимости между  $\eta_2, \eta_3, W$ . Поскольку  $W$  определяется распределением концентрации окислителя по сечению трубы (3), задача сводится к отысканию зависимости между изменением профиля концентраций и изменением  $\eta_2$  и  $\eta_3$  по мере удаления от плоскости, где заканчивается испарение горючего.

На участке  $L_v x$  распределение концентрации кислорода описывается уравнением

$$(4) \quad u \frac{\partial c_o}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r D_T \frac{\partial c_o}{\partial r} \right]$$

с граничными условиями

$$(5) \quad \left. \frac{\partial c_o}{\partial r} \right|_{r=d/2} = 0; \quad c_o|_{x=L_v} = c_o^v,$$

где  $D_T$  — коэффициент турбулентной диффузии;  $r$  — текущий радиус трубы;  $c_o^v$  — распределение концентрации кислорода в сечении  $L_v$ . Полагая  $D_T$  постоянным по сечению трубы, получаем из (4), (5) [9]

$$(6) \quad c_o = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \exp[-\mu_k^2 \xi] J_0(\mu_k 2r/d),$$

где  $A_k = \frac{8}{I_0^2 \mu_k^2 d^2} \int_0^{d/2} r c_o^v I_0(\mu_k 2r/d) dr$ ;  $\mu_k$  — корни уравнения  $I_1(\mu_k) = 0$ ;

$I_0$  и  $I_1$  — функции Бесселя нулевого и первого порядков;

$$(7) \quad \xi = \int_{L_v}^x \frac{4D_T}{u d^2} dx$$

— безразмерное расстояние от плоскости окончания массоподачи горючего. Таким образом, изменение профиля концентраций на участке  $L_v x$  определяется параметром  $\xi$ . При достаточно больших  $\xi$  ( $\xi \gg \mu_2^{-2}$ ) ограничимся двумя первыми членами ряда (6). При  $\xi \ll \mu_2^{-2}$  будем считать, что профиль концентраций меняется линейно по  $\xi$ .

Определим зависимость между  $\xi$  и изменением  $\eta_2$  и  $\eta_3$  на участке  $L_v x$ . На этом участке  $D_T$  предполагается постоянным по сечению трубы и равным коэффициенту турбулентной диффузии для установившегося изотермического течения в трубе [10]

$$(8) \quad D_T = d \sqrt{\tau_w / \rho} Sc^{-1/29,2} = d(D-u) \sqrt{c_f / 2} Sc^{-1/29,2},$$

где  $Sc = 0,7$  — турбулентное число Шмидта [11]. Из (7), (8) получаем

$$\xi = \frac{1}{7,3 Sc d} \int_{L_v}^x \frac{\sigma^{-1} (1-u/D)}{1 + \eta_1^v} \left( \frac{c_f}{2} \right)^{0,5} dx.$$

Для изменения величины  $\eta_2$  на участке  $L_v x$  получим

$$\eta_2 - \eta_2^v = \frac{4}{d} \int_{L_v}^x \sigma^{-1} (1 - u/D)^2 c_f/2 dx = 29,2 \text{ Sc} (1 + \eta_1^v) \times \\ \times \langle (1 - u/D) (c_f/2)^{0,5} \rangle \xi.$$

Здесь  $\eta_2^v$  — величина безразмерного трения на участке  $0L_v$ ;  $\langle (1 - u/D) \times (c_f/2)^{0,5} \rangle$  — среднее на участке  $L_v x$  значение стоящих в скобках величин. В проведенных расчетах величина  $1 - u/D$  полагалась равной соответствующему значению в плоскости Чепмена — Жуке  $1 - u/D \approx 1/(\gamma + 1)$ .

Записав выражение для потока тепла к поверхности трубы в виде [7]  $q_w = \rho(D - u) \text{St} H_0$  и воспользовавшись аналогией Рейнольдса  $\text{St} = c_f/2$ , получим выражение для изменения величины  $\eta_3$  на участке  $L_v x$

$$\eta_3 - \eta_3^v = \frac{4}{d} \frac{H_0}{D^2} \int_{L_v}^x \sigma^{-1} (1 - u/D) \text{St} dx = 29,2 \text{ Sc} (1 + \eta_1^v) \times \\ \times \langle (c_f/2)^{0,5} \rangle \frac{H_0}{D^2} \xi,$$

где  $\eta_3^v$  — величина безразмерных теплотерь на участке  $0L_v$ . Величина  $c_f/2$  полагается равной величине местного коэффициента трения для течения за ударной волной над гладкой пластиной  $c_f/2 = \text{St} = 3,7 \cdot 10^{-2} \text{Re}^{-0,2}$  [12], где  $\text{Re} = (D - u)x/\nu$  — число Рейнольдса;  $\nu$  — кинематическая вязкость. Столь слабая зависимость  $c_f/2$  от  $\text{Re}$  определяет очень слабое изменение величины  $(c_f/2)^{0,5}$  по мере удаления от сечения  $L_v$ .

Полученные зависимости между  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\eta_3$ ,  $W$  позволяют построить зависимость  $M_{\pm}$  как функцию  $\eta_1$  на участке  $0L_v$  ( $\eta_1 \leq \eta_1^v$ ) и как функцию  $\xi$  на участке  $L_v x$ . В качестве параметров берется отношение скорости ударного фронта к скорости гомогенной детонации смеси стехиометрического состава  $D/D_H$ , безразмерное количество испарившегося горючего  $\eta_1^v$ , параметр вдува  $B$ .

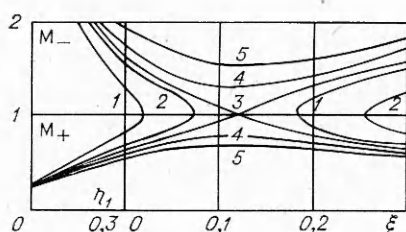
На фиг. 2 представлен ход кривых  $M_{\pm}$  для значений  $\eta_1^v = 0,3$ ;  $B = 10$  и различных  $D/D_H$ . Кривые 1—5 отвечают значениям  $D/D_H = 0,75$ ; 0,80; 0,8166; 0,85; 0,90. Непосредственно за ударным фронтом течение должно быть дозвуковым и описываться ветвью с индексом плюс. При сравнительно малых значениях  $D/D_H$  (кривая 1) течение носит разрывной характер. Физически это означает существование в зоне реакции ударных волн, распространяющихся в сторону ударного фронта и увеличивающих его интенсивность. Такой процесс не может быть стационарным.

При сравнительно больших значениях  $D/D_H$  (кривая 5) зависимость  $M_{\pm}$  непрерывна, но ни в одной точке не достигает значения, равного единице. Течение оказывается связанным с условиями на начальном участке трубы, и стационарным может быть только при определенном поджатии продуктов сгорания.

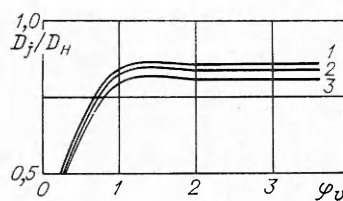
При единственном для данных  $\eta_1^v = 0,3$  и  $B = 10$  значении  $D/D_H = D_j/D_H = 0,8166$  (кривая 3) зависимость  $M_{\pm}$  непрерывна и в точке  $\xi = 0,123$  принимает значение, равное единице. Течение носит непрерывный характер и оказывается независимым от условий на начальном участке трубы: возмущения (слабые волны разрежения) из начального участка не проходят через сечение  $\xi = 0,123$ , в котором число Маха потока от-

носителем ударного фронта равно единице. Распространение процесса определяется тепловыделением, массоподачей, трением и теплопотерями на участке между ударным фронтом и плоскостью  $M=1$ . Такой процесс будет стационарным, и к нему полностью применим термин «детонация Чепмена — Жуге».

Аналогичным образом можно определить величину относительной скорости гетерогенной детонации  $D_j/D_H$  и координату плоскости Чепмена — Жуге (плоскость  $M=1$ ) при других значениях параметра вдува  $B$ , который характеризует испаряемость горючего, и безразмерного количества испарившегося горючего  $\eta_1^v$ , которое характеризует состав гетерогенной системы.



Фиг. 2



Фиг. 3

На фиг. 3 приведена зависимость  $D_j/D_H$  в виде функции коэффициента избытка испарившегося горючего

$$\varphi_v \eta_1^v / N,$$

где  $\varphi_v=1$  отвечает стехиометрическому составу;  $\varphi_v < 1$  — окислитель содержится в избытке;  $\varphi_v > 1$  — избыток горючего (переобогащенные системы). Значения параметра вдува составляли  $B=25; 15; 7$  (кривые 1—3 соответственно). Малые значения  $B$  отвечают высококипящим горючим типа вакуумного масла  $B \sim 10$ , большие — относительно низкокипящим, например, декану  $B \sim 15$  [7].

Результаты расчетов показали, что скорость детонации слабо зависит от параметра вдува в указанных выше пределах. Это позволяет использовать для вычисления  $B$  приближенное выражение [7]

$$(9) \quad B = H_0 / [c_L(T_2 - T_1) + r(T_2)].$$

Здесь  $c_L$ ,  $T_2$  и  $r(T_2)$  — удельная теплоемкость, температура кипения и скрытая теплота испарения горючего при этой температуре. В (9) предполагается, что тепловой поток к поверхности горючего определяется тепловыделением за счет химической реакции и целиком идет на разогрев горючего до температуры кипения и испарения при этой температуре. Для «замороженных» пленок горючего в знаменателе (9) учитывается теплота плавления и разогрев твердой фазы до температуры плавления.

Как следует из фиг. 3, величина  $D_j/D_H$  не зависит от состава системы при  $\varphi_v > \varphi_* \approx 2$ . Величина  $\varphi_*$  отвечает переобогащению состава в плоскости Чепмена — Жуге для детонации при достаточно толстых слоях горючего, когда испарение горючего происходит и за плоскостью Чепмена — Жуге. Испарившееся за плоскостью Чепмена — Жуге горючее не влияет на величину скорости детонации.



При составах, близких к стехиометрическому ( $1 < \varphi_v < 2$ ), имеет место незначительное увеличение скорости детонации. Его величина составляет примерно 20 м/с. Как показано в [7], дефект скорости распространения детонации в случае «толстых» слоев горючего обусловлен главным образом переобогащением состава в плоскости Чепмена — Жуге. Поэтому приближение состава к стехиометрическому уменьшает переобогащение, благодаря чему увеличивается скорость детонации.

Наконец, при бедных составах происходит резкое падение скорости детонации, обусловленное уменьшением тепловыделения.

При сравнении экспериментальных и расчетных данных следует учитывать то обстоятельство, что не все горючее, нанесенное на стенки трубы, испаряется. Часть его (слой толщиной  $\lambda_2$  (фиг. 1)) остается на холодных металлических стенках трубы. Будем считать, что испарение горючего прекращается, когда тепловой пограничный слой пленки горючего достигает стенок трубы. Толщина теплового пограничного слоя  $\Delta$  связана с толщиной испарившегося слоя горючего  $\Delta_1$  соотношением [13]

$$(10) \quad \kappa = \frac{\Delta}{3} \frac{d\Delta}{dt} + \frac{\Delta}{2} \frac{d\Delta_1}{dt},$$

где  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности горючего;  $t$  — время после прохождения ударного фронта. Применительно к условиям, имеющим место при детонационном процессе в гетерогенных системах, из (10) получаем, что толщина прогретого слоя пропорциональна толщине испарившегося слоя горючего

$$(11) \quad \frac{\Delta}{\Delta_1} = k = \frac{3}{4} \left\{ 1 - \left[ 1 + \frac{1,8 \cdot 10^4 \kappa (D_H/D)^{3,5}}{(B\Psi)^{5/4} d^{3/4} p_1^{7/4}} \right]^{0,5} \right\}.$$

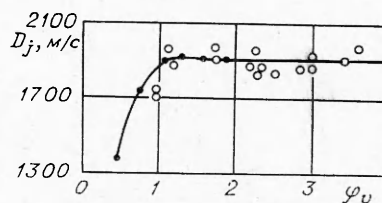
Здесь  $\Psi = [1 + 0,19(\mu_o \mu_E^{1/3} B)]^{-1}$  — уменьшение числа Стантона за счет ддува [14];  $\mu_E$  и  $\mu_o$  — молекулярные веса горючего и окислителя;  $\kappa$  измеряется в  $\text{см}^2/\text{с}$ ,  $d$  — см,  $p_1$  — атм. Из выражения (11) видно, что с ростом давления  $p_1$  и диаметра трубы  $d$  величина  $k$  стремится к нулю. Поскольку количество испарившегося горючего пропорционально количеству горючего, нанесенного на стенки трубы

$$(12) \quad \varphi_v = \varphi / (1 + k),$$

с увеличением диаметра трубы и начального давления окислителя величина  $\varphi_v$  становится близкой к величине  $\varphi$ , характеризующей состав гетерогенной системы. Для труб малого диаметра при не слишком большом давлении окислителя следует учитывать отличие  $k$  от нуля.

На фиг. 4 приведена зависимость  $D_j(\varphi_v)$  для «замороженного» гексадекана ( $B=9,8$ ). Значение скорости гомогенной детонации полагалось  $D_H=2320$  м/с и равным значению скорости гомогенной детонации смеси стехиометрического состава диэтилциклогексан ( $\text{C}_{10}\text{H}_{20}$ ) — кислород [5].

Там же нанесены соответствующие экспериментальные значения скоростей детонации в трубах диаметром  $d=(0,475 \div 2,22)$  см при начальных давлениях окислителя  $p_1=(0,5 \div 2)$  атм. Величины  $D(\varphi_v)$  пересчитывались из значений  $D(\varphi)$  с помощью (12). Величина  $k$  для указанных выше усло-



Фиг. 4



вий составляла  $k=0,3\div 1,4$ . Наблюдается удовлетворительное согласование экспериментальных и расчетных данных. При этом скорость гетерогенной детонации отличается от скорости гомогенной детонации не меньше чем на 400 м/с. Удовлетворительное согласование экспериментальных и расчетных данных позволяет заключить, что предлагаемая модель корректно описывает влияние толщины пленки нанесенного горючего на скорость гетерогенной детонации, если поверхность пленки горючего является гладкой.

Эксперименты, проведенные с пленками жидкого горючего в трубах диаметром  $d \leq 2,22$  см [2], указывают на существенное отличие экспериментальных и расчетных данных. Это отличие может быть объяснено наличием возмущений, развивающихся на поверхности жидкой пленки горючего за ударной волной [15] и существенным образом влияющих на профиль концентраций и параметры потока при столь малых диаметрах. Влияние возмущений поверхности жидкой пленки горючего на скорость детонации в гетерогенных системах может явиться объектом дальнейших исследований.

Поступила 13 IX 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Комов В. Ф., Трошин Я. К. О свойствах детонации в некоторых гетерогенных системах.— «Докл. АН СССР», 1967, т. 175, № 1.
2. Bowen J. R., Ragland K. W., Steffes F. J., Loflin T. G. Heterogeneous detonation supported by fuel fogs or films.— In: Proc. 13-th Sympos. (Internat.) Combust. Univ. Utah, Salt Lake City, Utah, 1970. Pittsburgh, Pennsylvania, Combust. Inst., 1971.
3. Sichel M., Rao C. S., Nicholls J. A. A simple theory for the propagation of film detonations.— In: Proc. 13-th Sympos. (Internat.) Combust. Univ. Utah, Salt Lake City, Utah, 1970. Pittsburgh, Pennsylvania, Combust. Inst., 1971.
4. Rao C. S. R., Sichel M., Nicholls J. A. A two dimension theory for two phase detonation of liquid films.— «Combust. Sci. and Technol.», 1972, vol. 4, N 5.
5. Ragland K. W., Dabora E. K., Nicholls J. A. Observed structure of spray detonation.— «Phys. Fluids», 1968, vol. 11, N 11.
6. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. М., «Наука», 1963.
7. Лесняк С. А., Смуцкий В. Г. Одномерная диффузионная модель гетерогенной (газ — пленка) детонации.— ПМТФ, 1974, № 3.
8. Wooldridge C. E., Muzzy R. J. Measurements in a turbulent boundary layer with porous wall injection and combustion.— In: Proc. 10-th. Sympos (Internat.) Combust. Cambridge, 1964, Pittsburgh, Pennsylvania, Combust. Inst., 1965.
9. Будаев Б. М., Самарский А. А., Тихонов А. Н. Сборник задач по математической физике. М., «Наука», 1972.
10. Вукалович М. П., Новиков И. И. Термодинамика. М., «Машиностроение», 1972.
11. Хинце И. О. Турбулентность. Ее механизм и теория. М., Физматгиз, 1963.
12. 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, N 8.
13. Швец М. Е. О приближенном решении некоторых задач гидродинамики пограничного слоя.— ПММ, 1949, т. 13, вып. 3.
14. Мугалев В. П. Исследование теплообмена и характеристик турбулентного пограничного слоя на пористой поверхности. Тепло- и массоперенос. Т. 1. М., «Энергия», 1968.
15. Лесняк С. А., Назаров М. А., Трошин Я. К., Щелкин К. И. Взаимодействие ударной волны с пленкой вязкой жидкости.— «Докл. АН СССР», 1968, т. 183, № 3.