

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеиц. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
2. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
3. А. С. Соколик. Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
4. Ю. П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
5. F. Winterberg. Atomkernenergie Kerntechnik, 1982, 41, 4, 233.
6. А. А. Волкова, А. Д. Зинченко, И. В. Санин и др. ФГВ, 1977, 13, 5.
7. L. C. Gang, V. J. Memchelli. Appl. Phys. Lett., 1971, 19, 11.
8. B. Hayes. Proc. 4-th Symp. (Intern.) on Detonation. Washington, 1967.
9. В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин. Докл. АН СССР, 1964, 158, 2.
10. Б. К. Грязнов, Н. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев и др. ЖЭТФ, 1980, 78, 2.

ГЕТЕРОГЕННАЯ (ГАЗ — ПЛЕНКА) ДЕТОНАЦИЯ; ВЛИЯНИЕ ГОРЮЧЕГО В ГАЗОВОЙ ФАЗЕ ПРИ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ НА ПАРАМЕТРЫ ДЕТОНАЦИИ

С. А. Лесняк

(Долгопрудный)

В теоретических моделях гетерогенной (газ — пленка) детонации [1—6] предполагается, что в газовой фазе при начальных условиях концентрация паров горючего достаточно мала и ею можно пренебречь. Горючая смесь образуется за фронтом ударной волны за счет теплообмена пленки горючего с ударно-сжатым газом непосредственно за фронтом и реагирующим газом в зоне горения. Поскольку экспериментальные исследования проводятся обычно с использованием высококипящих горючих — тяжелых углеводородов и масел — в диапазоне начальных давлений $p_1 \sim 0,1$ МПа, то сравнение расчетных и экспериментальных значений скоростей, полученных в рамках предположений об отсутствии паров горючего, достаточно корректно. Для таких гетерогенных систем характерна либо независимость скорости распространения от давления окислителя, либо слабое уменьшение ее при снижении p_1 . Однако, как установлено в [7], в гетерогенной системе кислород — *n*-декан, для которой при $T_1 = 293 \div 303$ К давление насыщенных паров составляет $1,3 \div 2,6 \cdot 10^2$ Па (см. таблицу), при снижении давления с 0,05 до 0,02 МПа скорость распространения D увеличивается от 1755 до 1800 м/с.

Цель данной работы — расчет скорости распространения гетерогенной детонации с учетом горючего в газовой фазе при начальных условиях, определение области начальных составов, начиная с которых проявляется влияние паров горючего на параметры гетерогенной детонации, и, наконец, области составов горючей смеси в газовой фазе, когда тепловыделение в пограничном слое за фронтом ударной волны не влияет на параметры гомогенной газовой детонации.

Горючее	T, К				
	273	283	293	303	323
<i>n</i> -Октан	$\frac{2,86}{5 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{5,63}{10^{-1}}$	$\frac{10,5}{2 \cdot 10^{-1}}$	$\frac{14,0}{2,5 \cdot 10^{-1}}$	$\frac{50,4}{0,9}$
<i>n</i> -Нонан	$\frac{0,7}{1,4 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{1,53}{3 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{3,1}{6 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{5,8}{10^{-1}}$	$\frac{18,1}{0,35}$
<i>n</i> -Декан	$\frac{0,17}{4 \cdot 10^{-3}}$	$\frac{0,41}{9 \cdot 10^{-3}}$	$\frac{0,90}{3 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{1,84}{4 \cdot 10^{-2}}$	$\frac{6,50}{0,14}$

Примечание. Числитель — v_E , мм рт. ст., знаменатель — φ_1 .

Предположения. Вывод основных соотношений

Схематическое изображение детонационного фронта приведено на рис. 1. На стенки ударной трубы по всему периметру сечения нанесена пленка горючего, давление насыщенных паров которого при начальных условиях p_E . В «чисто гетерогенных» системах (вакуумное масло — кислород [1, 2], *n*-декан — кислород при начальном атмосферном давлении и комнатной температуре [4, 5, 7, 10]) горючее в газовой фазе при начальных условиях отсутствует, в рассматриваемой же модели учитывается наличие паров в объеме трубы. Горючее, находящееся в газовой фазе, может реагировать либо непосредственно за ударным фронтом (плоскость тепловыделения на рис. 1 отмечена волнистой линией), либо сгорать в турбулентном пограничном слое δ . Зона реакции начинается непосредственно за плоскостью ударного фронта D и смыкается на расстоянии x_{cl} , где $\delta = R$, R — радиус трубы. Вертикальный отрезок на расстоянии x_* определяет координату плоскости Чемпена — Жуге. В зависимости от массовой доли горючего в объеме трубы при начальных условиях $c_{E,1}$ плоскость Чемпена — Жуге может располагаться после ($x_* > x_{cl}$) или до ($x_* < x_{cl}$) смыкания пограничных слоев при достаточно больших $c_{E,1}$.

Тепловой поток q , направленный к поверхности пленки, определяет массовую скорость испарения горючего m . В системе координат, связанной с ударным фронтом, трение τ направлено вдоль оси трубы x . Распределение элементов горючего c_E по сечению трубы (атомов углерода и водорода, входящих в состав исходного горючего и продуктов сгорания) определяется процессом турбулентного перемешивания. До смыкания зон горения c_E изменяется от $c_{E,w}$ у поверхности пленки до $c_{E,e} = c_{E,1}$ на внешней границе и у оси трубы (см. рис. 1). После смыкания слоев массовая доля элементов горючего у оси $c_{E,e}$ возрастает по мере удаления от фронта.

Отношение массовых долей паров горючего при начальных условиях $c_{E,1}$ и окислителя $c_{o,1} = 1 - c_{E,1}$ в объеме трубы определяет коэффициент избытка горючего $\varphi_1 = L^{-1} \cdot c_{E,1} / c_{o,1}$, где L — массовое отношение компонентов в смеси стехиометрического состава ($\varphi_1 = 1$). Для «чисто гетерогенных» (газ — пленка) систем $\varphi_1 = 0$. Значения φ_1 для некоторых гетерогенных систем ($p_1 = 0,1$ МПа) приведены в таблице. Для *n*-декана в [7, 8] величина φ_1 при комнатной температуре мала. Однако с уменьшением p_1 обратно пропорционально возрастает обогащение смеси горючим. Так, снижение p_1 от 0,1 до 0,02 МПа приводит к величине $\varphi_1 = 0,15 \div 0,20$, что близко к предельным концентрациям при распространении гомогенной газовой детонации.

В данной работе состав смеси при начальных условиях (φ_1), определяемый давлением насыщенных паров горючего p_E и общим давлением в объеме p_1 , является основным параметром: $\varphi_1 = 0$ отвечает «чисто гетерогенной» (газ — пленка) детонации, в области $\varphi_1 \geq 1$ в трубе будет распространяться гомогенная газовая детонация.

Расчеты выполнены в рамках диффузионной модели [1, 2] при следующих предположениях: плотность ρ , давление, скорость потока относительно фронта u и число Маха $M = u/a$ ($a = (\gamma p / \rho)^{0,5}$ — местная скорость звука) постоянны по сечению и зависят только от расстояния от

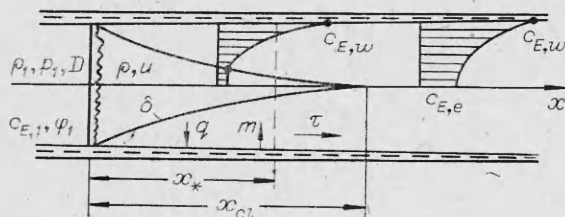


Рис. 1. Фронт гетерогенной (газ — пленка) детонации.

фронта x ; тепловыделение на единицу массы прореагировавшего окислителя Q_0 и отношение удельных теплоемкостей γ в плоскости Чепмена — Жуке полагаются постоянными и равными величинам при детонации однородной смеси стехиометрического состава

$$Q_0 = (1 + L) \frac{D_s^2}{2(\gamma^2 - 1)}, \quad (1)$$

где D_s — скорость распространения однородной газовой детонации в смеси стехиометрического состава.

При выводе соотношений газ предполагался калорически идеальным, а скорость химических реакций — бесконечно большой. Соответственно связь между температурной частью энтальпии и квадратом скорости звука записывалась в виде $h_T = (\gamma - 1)^{-1} a^2$, а распределение c_E и $c_0 = 1 - c_E$ в процессе турбулентного перемешивания однозначно определяло тепловыделение по сечению зоны горения. С учетом m , τ и q уравнения, описывающие стационарное течение за фронтом ударной волны, имеют вид

$$\begin{aligned} S \frac{d}{dx} (\rho u) &= l m, \\ S \frac{d}{dx} (\rho u^2 + p) &= l (\tau + m D), \\ S \frac{d}{dx} \left[\rho u \left(\frac{1}{2} u^2 + h_T \right) \right] &= S \rho_1 D Q_0 (1 - c_{E,1}) \frac{dW}{dx} + l (\tau D - q). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь S и l — площадь и периметр сечения трубы (предполагается, что пленка горючего нанесена по всему периметру сечения трубы); $W(x)$ — доля прореагировавшего окислителя. Выражения для массоподачи, трения и теплового потока:

$$\begin{aligned} m &= B St \rho (D - u), \\ \tau &= 0,5 c_f' \rho (D - u)^2 = St \rho (D - u)^2, \\ q &\simeq St \rho (D - u) \left[h_T - h_{T,1} + \frac{1}{2} (D - u)^2 + Q_0 \right] \simeq [r(T_w) + C_f (T_w - T_1)] m, \end{aligned} \quad (3)$$

где B — параметр вдува [11, 13]; c_f' и St — коэффициент местного трения и число Стантона; $r(T_w)$ и C_f — скрытая теплота испарения при температуре поверхности пленки горючего T_w и средняя теплоемкость жидкого горючего. При выводе соотношений считалась справедливой аналогия Рейнольдса $St = 0,5 c_f'$, а распределение температуры в пограничном слое в жидкости — стационарным. Для гетерогенных систем (кислород — углерод) основной вклад в величину q определяется тепловым эффектом Q_0 , а $B \simeq 10$ [1, 2].

Стационарная скорость распространения детонации в рамках диффузионной модели [1, 2] вычисляется на основании анализа интегральных уравнений движения. В качестве переменной в данном случае следует взять величину безразмерного вдува

$$\eta = \int_0^x \frac{m}{\rho_1 D} \frac{ldx}{S},$$

характеризующую отношение массовых потоков испаренного горючего на участке x и смеси горючего и окислителя при начальных условиях $(\rho_1 D S)$ в данном сечении. В рамках сделанных выше предположений и оценок B выражения для безразмерных потерь на трение η_2 и тепловых потерь η_3 запишутся так:

$$\eta_2 = \int_0^x \frac{\tau}{\rho_1 D^2} \frac{ldx}{S} = \left\langle 1 - \frac{u}{D} \right\rangle B^{-1} \eta,$$

$$\eta_3 = \int_0^x \frac{q}{\rho_1 D^3} \frac{ldx}{S} = \left(\frac{Q_0}{D^2} - \left\langle 1 - \frac{u}{D} \right\rangle \right) B^{-1} \eta. \quad (4)$$

Здесь $\langle 1 - u/D \rangle \simeq 0,6 \div 0,8$ — среднее значение величины на участке x . Учитывая, что $B \simeq 10$, для кислородно-углеводородных систем вполне достаточно приближенных соотношений между η , η_2 , η_3 . Распределения элементов горючего c_E по сечению зоны горения находятся из выражения

$$\frac{c_{E,w} - c_E}{c_{E,w} - c_{E,e}} = \varphi(\xi) = \xi^{1/7} \frac{1 + 0,5 B \xi^{1/7}}{1 + 0,5 B}, \quad (5)$$

где $\xi = y/\delta$ — безразмерное расстояние от поверхности горючего; $\varphi(\xi)$ — полуэмпирическая зависимость распределения в турбулентном пограничном слое на проницаемой пластинке со вдувом и горением [12, 13]. В рамках предположения о равенстве турбулентных коэффициентов диффузии и вязкости концентрация горючего у поверхности характеризуется параметром вдува $B = c_{E,w} = B(B+1)^{-1}$ [11], концентрация горючего на оси трубы остается постоянной до смыкания слоев $c_{E,e} = c_{E,1}$ и увеличивается после смыкания зон горения у оси.

Тепловыделение по сечению зоны горения определяется концентрацией горючего

$$Q(\xi) = \begin{cases} Q_E c_E = L^{-1} Q_0 c_E, & c_E \leq L(1+L)^{-1}, \quad 1,0 \geq \xi \geq \xi_*, \\ Q_0 c_0 = Q_0(1 - c_E), & c_E > L(1+L)^{-1}, \quad \xi_* > \xi \geq 0, \end{cases} \quad (6)$$

ξ_* — координата сечения, в которой соотношение элементов горючего и окислителя отвечает стехиометрическому $c_E/c_0 = L$.

С учетом содержания горючего в газовой фазе при начальных условиях η связана с c_E соотношением

$$c_{E,1} + \eta = \int_S \left(\frac{\rho u}{\rho_1 D} \right) c_E \frac{dS}{S} = (1 + \eta) [(1 - \bar{\delta})^2 c_{E,1} + 2\bar{\delta}\Phi(1)]. \quad (7)$$

Доля окислителя W , прореагировавшего на участке x , рассчитывается по выражению

$$(1 - c_{E,1}) W = \int_S \left(\frac{\rho u}{\rho_1 D} \right) (Q/Q_0) \frac{dS}{S} = (1 + \eta) \{ k(1 - \bar{\delta})^2 c_{E,1} L^{-1} + 2\bar{\delta}[\xi_*(1 - 0,5\bar{\delta}\xi_*) + L^{-1}\Phi(1) - (1 + L^{-1})\Phi(\xi_*)] \}. \quad (8)$$

Здесь $\Phi(\xi_*) = \int_0^{\xi_*} c_E(1 - \bar{\delta}\xi) d\xi$; $\bar{\delta} = \delta/R$ — безразмерная толщина пограничного слоя в трубе; при $k=0$ горючее реагирует только в турбулентном пограничном слое, при $k=1$ горючее, содержащееся в газовой фазе при начальных условиях, реагирует сразу за ударным фронтом. Отметим, что в (8) до смыкания слоев переменной является величина $\bar{\delta} = \delta/R$, после смыкания — концентрация горючего у оси $c_{E,e} > c_{E,1}$.

Из интегральных уравнений движения получаем соотношения для вычисления числа Маха:

$$M_{\pm} = \left(\frac{\gamma+1}{\gamma} \frac{1}{1 \pm \sqrt{z}} - \frac{1}{\gamma} \right)^{1/2} \quad (9)$$

$$z = 1 - 2(\gamma^2 - 1) \left[\left(\frac{1 + \eta}{1 + \eta + \eta_2} \right)^2 \left(\frac{1}{2} \frac{\eta_2 - \eta_3}{1 + \eta} \right) \div \frac{Q_0}{D^2} (1 - c_{E,1}) \frac{W}{1 + \eta} - \frac{1}{2} \right] = \\ = \varphi + \left(\frac{D_S}{D} \right)^2 f, \quad (10)$$

$$f = \left(\frac{1+L}{1+\eta} \right) (1 - c_{E,1}) W, \quad (11)$$

$$\varphi = 1 + \left[(1+L) \left(\frac{D_s}{D} \right)^2 + 2\gamma^2 \left\langle 1 - \frac{u}{D} \right\rangle \right] B^{-1} \frac{\eta}{1+\eta} = 1 + B^{-1} \frac{A\eta}{1+\eta}, \quad (12)$$

при выводе которых величинами порядка $M_1^{-2} = (D/a_1)^{-2}$ пренебрегалось, $A = 4,5 \div 5,0$. Непосредственно за фронтом ударной волны течение описывается положительной ветвью решения $M_+(0) \leq 1,0$ [1, 2]. При $x = 0$ $\varphi = 1$, по мере удаления от фронта величина φ монотонно возрастает. Если горючее, содержащееся в газовой фазе при начальных условиях, реагирует непосредственно за фронтом ($k = 1$), то при $x = 0$ $f(0) = \varphi_1 (1+L) (1 + \varphi_1 L)^{-1}$. Если тепловыделение происходит только в пограничном слое ($k = 0$), $f(0) = 0$. По мере удаления от фронта f сначала возрастает за счет увеличения $W(\eta)$, затем уменьшается. Существенно, что f и φ не зависят от скорости распространения. Величина D/D_s определяет ход изменения $z(\eta)$, а следовательно, и зависимость $M(\eta)$. При малых скоростях существует область значений η , где $z < 0$, а зависимость $M(\eta)$ терпит разрыв. Течение при такой величине D/D_s нестационарно: тепловыделение в области значений η при $z < 0$ приводит к образованию ударных волн, увеличивающих скорость распространения передней волны. При больших скоростях, для которых за фронтом ударной волны $z > 0$, максимальное значение на кривой $M_+(\eta)$ не достигает единицы: $M_+(\eta) < 1$. Единственно для $D = D_*$ существует сечение $\eta = \eta_*$ (или $x = x_*$), в котором $\max M_+(\eta_*) = \min M_-(\eta_*) = 1$, и возможен переход с решения положительной ветви, описывающей течение на близких расстояниях от фронта, на отрицательную ветвь, что обеспечивает монотонный рост числа Маха и возможность «сшивания» течения с волной разрежения. Можно сказать, что

$$\left(\frac{D_*}{D_s} \right)^2 = \max \left(\frac{f}{\varphi} \right) = \frac{t_*}{\varphi_*} = \left(\frac{D_h}{D_s} \right)^2. \quad (13)$$

Таким образом, определяя максимальную величину $f(\eta)/\varphi(\eta)$, можно, найти стационарную скорость распространения гетерогенной (газ — пленка) детонации $D_* = D_h$ и координату плоскости Чепмена — Жуге x_* (точнее, η_*) при различных концентрациях горючего в газовой фазе $c_{E,1}$ или эквивалентного отношения φ_1 . Скорость распространения гомогенной газовой детонации D_g при заданном коэффициенте избытка горючего в рамках предположения о независимости тепловыделения от температуры в плоскости Чепмена — Жуге ($Q_0 = Q_{0,s} = \text{const}$), величины γ от состава и калорической идеальности продуктов сгорания определяется выражением

$$\frac{D_g}{D_s} = \left[\varphi_1 \frac{(1+L)}{(1+\varphi_1 L)} \right]^{0,5}. \quad (14)$$

Результаты расчетов и их обсуждение

Состав смеси насыщенных паров горючего и окислителя при начальных условиях, определяемый давлением насыщенных паров p_E и общим давлением в объеме p_1 , является основным параметром: $\varphi_1 = 0$ отвечает «чисто гетерогенной» (газ — пленка) детонации, в области $\varphi_1 \gg 1$ в трубе будет распространяться гомогенная газовая детонация. Примем толщину пленки горючего на стенках трубы достаточно большой, чтобы испарение завершалось за плоскостью Чепмена — Жуге. Оценку необходимых толщин можно получить на основании результатов [1, 2] (испарение будет завершаться за плоскостью Чепмена — Жуге при толщинах слоев, обеспечивающих примерно двукратное переобогащение системы горючим) либо из экспериментальных данных [7, 8] (скорость распространения гетерогенной детонации становится независимой от состава,

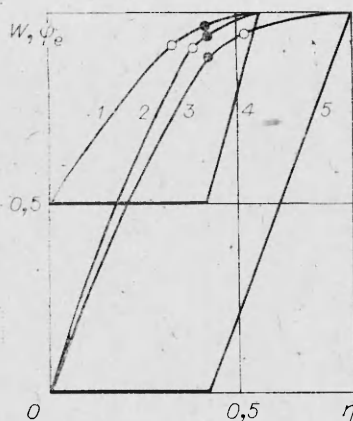


Рис. 2. Зависимости W (1-3) и φ_e (4, 5).
1 — $\varphi_1 = 0,5$, $k = 1$; 2 — $\varphi_1 = 0,5$, $k = 0$; 3, 5 — $\varphi_1 = 0$;
4 — $\varphi_1 = 0,5$; $k = 0$ и 1.

начиная примерно с пятикратного переобогащения системы горючим). Расчеты выполнены для составов, в которых окислитель — кислород, а горючее — углеводород (C_nH_2) ($L = 0,292$). Для гомогенной газовой детонации общая методика определения параметров приведена в [14]. Зависимости D_g и γ в плоскости Чепмена — Жуге для смесей диэтилциклогексана ($\text{C}_{10}\text{H}_{20}$) с кислородом представлены в [9]. Полученные для смеси стехиометрического состава $D_s = 2285$ м/с и $\gamma = 1,22$ [9] использованы для вычисления параметров гетерогенной детонации. Для смеси стехиометрического состава декана с кислородом в [8] приводятся значения $D_s = 2320$ м/с. Поскольку величина «бедного» концентрационного предела в настоящее время определяется экспериментально, то полученная зависимость скорости распространения гетерогенной (газ — пленка) детонации с учетом наличия горючего в газовой фазе сравнивалась с экспериментальными значениями скорости гомогенной газовой детонации в смеси пропан — кислород [15].

На рис. 2 представлены функция выгорания окислителя $W(\eta)$ и зависимость коэффициента избытка горючего у оси трубы φ_e от η . Светлые точки на кривых определяют значения $\bar{W}_*$ и η_* в плоскости Чепмена — Жуге, темные — величины W и η в сечении, где у оси трубы смыкаются зоны горения (см. рис. 1). Полное выгорание окислителя ($W = 1$) происходит в сечении, где $\varphi_e = 1$. Средний состав смеси в рассматриваемой плоскости $\bar{\varphi}_* = \varphi_1 + L^{-1}\eta_*(1 + L\varphi_1)$. Как видно из рис. 2, 3, при $\varphi_1 = 0$ плоскость Чепмена — Жуге расположена ближе к ударному фронту, чем сечение, где происходит смыкание зон горения ($x_* > x_{cl}$), в первой реагирует значительная доля окислителя ($W_* = 0,935$), однако при существенном переобогащении среднего состава ($\bar{\varphi}_* = 1,80$) у оси трубы содержится непрореагировавший окислитель ($\varphi_e = 0,30$). Изменение содержания элементов горючего у оси трубы отвечает кривой 4. При $\varphi_1 = 0,5$, $k = 1$ и 0 плоскость Чепмена — Жуге расположена до смыкания зон горения у оси трубы ($x_* < x_{cl}$), и в обоих случаях остается непрореагировавшим $\sim 10\%$ окислителя ($\bar{W}_* = 0,92$). Однако в случае сгорания смеси непосредственно за фронтом ($k = 1$) $\bar{\varphi}_* = 1,76$, в то время как для $k = 0$ $\bar{\varphi}_* = 1,95$. Смыкание зон горения для $\varphi_1 = 0,5$ при $k = 1$ и 0 происходит примерно на одинаковом расстоянии от фронта ($\eta = 0,42$), завершается выгорание окислителя также примерно при одном и том же $\eta = 0,56$. Соответственно изменение содержания элементов горючего у оси трубы для $k = 0$ и $k = 1$ практически одинаково и отвечает кривой 4.

Из хода кривых рис. 3 видно, что если для $k = 0$ непосредственно за плоскостью ударного фронта $M_+(0) = 0,303$, то тепловыделение за счет окисления горючего, находившегося в газовой фазе при начальных условиях ($k = 1$), повышает значение $M_+(0)$ до 0,665. При $\eta = \eta_*$ происходит переход с положительной ветви на отрицательную, который обеспечивает монотонный рост числа Маха и уменьшение давления по мере удаления от фронта ударной волны [1, 2]. Для $\varphi_1 = 0,5$ из (14) получаем $D_g = 0,757D_s$. Если скорость ударной волны в гетерогенной системе отвечает этому значению $D = D_g$, а горючее, находившееся в газовой фазе, реагирует сразу за фронтом, то $M_+(0) = 1$, однако в области $0 < \eta < 0,645$ $z < 0$. Распространение процесса с такой скоростью нестационарно: дополнительное тепловыделение в пограничном слое будет

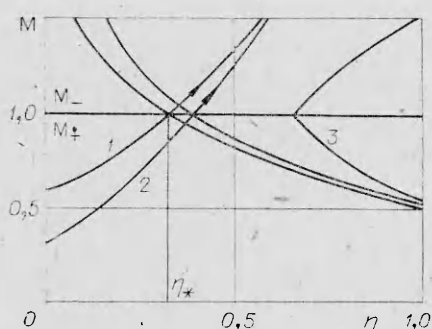


Рис. 3. Зависимость $M(\eta)$.
 $\varphi_1 = 0,5$: 1 — $k = 1$, $D_h = 0,849D_g$; 2 — $k = 0$,
 $D_h = 0,840D_g$; 3 — $D = 0,757D_g$, $M_+(0) = 1$.

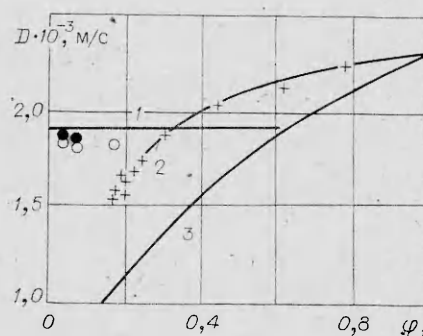


Рис. 4. Зависимость скорости распространения детонации от состава смеси в газовой фазе.

1 — гетерогенная (газ — пленка) детонация с учетом тепловыделения за плоскостью ударного фронта ($k = 1$); 2 — экспериментальная зависимость скорости распространения гомогенной газовой детонации [15]; 3 — газовая детонация при постоянных Q_0 и γ .

приводить к образованию ударных волн и повышению скорости до $D = D_h = 0,849D_g$.

На рис. 4 представлены расчетные зависимости скоростей распространения гетерогенной (газ — пленка) детонации с учетом присутствия паров горючего при начальных условиях $D_h(\varphi_1)$ и гомогенной газовой детонации $D_g(\varphi_1)$ от количества горючего в газовой фазе. Предполагалось, что горючее в газовой фазе сгорает непосредственно за ударным фронтом ($k = 1$), толщина пленки горючего достаточно велика, так что испарение завершается за плоскостью Чепмена — Жуке. Величины Q_0 и γ полагались независимыми от φ_1 , а кривая $D_g(\varphi_1)$ построена в соответствии с (14). Расчеты показали, что в области $0 < \varphi_1 < 0,62$ скорость гетерогенной детонации слабо возрастает от 1920 м/с для чисто гетерогенной (газ — пленка) системы ($\varphi_1 = 0$) до 1970 м/с при $\varphi_1 = 0,62$. В последнем случае максимальное значение отношения f/φ (13) достигается непосредственно за фронтом ударной волны ($\eta = 0$), при $D = 1970$ м/с $M_+(0) = 1$, а при удалении от фронта $M(\eta)$ возрастает (см. рис. 3). В области обогащенных составов ($0,62 \leq \varphi_1 < 1,0$) тепловыделение в пограничном слое не влияет на скорость детонации. Таким образом, для составов с $\varphi_1 > 0,62$ в системе распространяется гомогенная газовая детонация, в то время как для $\varphi_1 < 0,62$ наличие пленки горючего на стенках трубы приводит к повышению скорости от D_g до D_h .

На рис. 4 приведены экспериментальные значения скоростей распространения гетерогенной (газ — пленка) детонации в системе кислород — *n*-декан. Пленка горючего наносилась на стенки трубы, а повышение φ_1 достигалось за счет снижения начального давления (значения p_E приведены в таблице). Светлыми точками обозначены $D_{h, \text{exp}}$, полученные в [7]: при $p_1 = 0,1$; 0,05 и 0,02 МПа составы смеси $\varphi_1 = 0,03 \div 0,04$, $0,06 \div 0,08$ и $0,15 \div 0,20$, а $D_{h, \text{exp}} = 1860$, 1775 и 1800 м/с соответственно; темные точки отвечают данным [8]: при $p_1 = 0,1$ и 0,05 МПа $D_{h, \text{exp}} = 1860$ и 1800 м/с. При малых φ_1 расчетные скорости $1920 \div 1930$ м/с хорошо согласуются с экспериментальными величинами $D_{h, \text{exp}}$. Следует отметить, что снижение начального давления приводит к уменьшению D_g [15] и D_h [16], причем при гетерогенной детонации за счет увеличения длины участка разогрева между ударным фронтом и зоной горения, тепловых потерь и потерь на трение. Таким образом, увеличение скорости гетерогенной детонации при снижении давления от 0,05 до 0,02 МПа, зарегистрированное в [7], может быть объяснено только присутствием паров горючего в газовой фазе, ростом φ_1 . Следует отметить, что максимальное φ_1 в экспериментах [7] близко к величинам, определяющим бедный концентрационный предел распространения газовой детонации для углеводородно-кислородных смесей [15].

Для уточнения границы перехода от гетерогенной детонации к гомогенной на рис. 4 приведены экспериментальные значения скоростей распространения газовой детонации в смеси кислорода с пропаном [15]. Опытные данные, обозначенные крестиками, позволяют определить предельно бедные концентрации. Поскольку при обеднении состава смеси горючим тепловыделение на единицу массы прореагировавшего компонента возрастает, то экспериментальные значения $D_{g, \text{exp}}$ лежат выше кривой $D_g(\varphi_1)$. В принципе термодинамические расчеты, например [9, 14], учитывают этот эффект и дают хорошее согласие расчетных и экспериментальных значений скоростей распространения. Это позволяет считать, что тепловыделение в пограничном слое за фронтом ударной волны (см. рис. 1) слабо зависит от присутствия горючего в газовой фазе по крайней мере для малых значений φ_1 .

Сравнение $D_h(\varphi_1)$ и $D_{g, \text{exp}}$ позволяет считать величину $\varphi_1 = 0,61$, которая определяет границу перехода от гомогенной детонации к гетерогенной, завышенной. Следует ожидать, что существенное влияние горючего в газовой фазе на скорость детонации будет сказываться в области составов $\varphi_1 \approx 0,3 \div 0,4$. При $\varphi_1 > 0,3 \div 0,4$ комплекс ударная волна — зона реакции непосредственно за фронтом — зона горения в турбулентном пограничном слое — волна разрежения будет распространяться со скоростью, отвечающей D_g . С другой стороны, при $\varphi_1 < 0,3 \div 0,4$ вплоть до $\varphi_1 = 0,17$, которая определяет предельно бедный состав (возможность инициирования и распространения газовой детонации), присутствие пленки горючего будет повышать скорость детонации по сравнению с «чисто» гомогенным процессом. Наличие пленки конденсированных паров горючего на стенках трубы может существенно расширить детонационные пределы: ведь гетерогенная детонация может распространяться и при полном отсутствии горючего в газовой фазе.

Экспериментальное исследование области перехода от гетерогенной детонации к гомогенной может быть проведено с использованием пленок углеводородов, приведенных в таблице: изменение φ_1 в сравнительно большом интервале может быть достигнуто при небольшом изменении температуры вблизи комнатной.

*Поступила в редакцию 15/VI 1984,
после доработки — 18/IX 1984*

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 3, 86.
2. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий, Я. К. Трошин. ФГВ, 1975, 11, 4, 589.
3. С. С. Рыбанин. Докл. АН СССР, 1966, 168, 4, 1123.
4. M. Sichel, C. S. Rao, J. A. Nicholls. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1970.
5. C. S. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Comb. Sci. and Techn., 1972, 4, 209.
6. Y. Fujitsuna, S. Tsuge. Acta Astron., 1979, 6, 7, 1265.
7. А. В. Пинаев, В. А. Субботин. ФГВ, 1982, 18, 5, 103.
8. J. R. Bowen, K. W. Ragland, F. J. Steffes e. a. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1970.
9. K. W. Ragland, E. K. Dabora, J. A. Nicholls. Phys. Fluids, 1968, 11, 11, 2377.
10. K. W. Ragland, J. A. Nicholls. PTR, 1969, 7, 5, 77.
11. У. Х. Дорренс. Гиперзвуковое течение вязкого газа. М.: Мир, 1966.
12. Ю. В. Лапин. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1970.
13. E. E. Wooldridge, R. J. Muzzy. 10-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1965.
14. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчий. ФГВ, 1977, 13, 3, 383.
15. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
16. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ФГВ, 1978, 16, 5, 738.