

Параметры	I			II			III			IV		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3
$c_{1,0}$	0,15	0,25	0,35	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
$c_{2,\infty}$	0,23	0,23	0,23	0,23	0,28	0,33	0,23	0,23	0,23	0,23	0,23	0,23
$T_{1,0}$	300	300	300	300	300	300	300	600	900	300	300	300
$T_{2,\infty}$	300	300	300	300	300	300	300	300	300	300	600	900

рис. 7 приведены данные по распределению скорости и температуры вдоль оси факела  $\text{CO}$  и  $\text{C}_3\text{H}_8$  при одинаковых для обоих видов топлив значениях  $c_{1,0}$ ,  $c_{2,\infty}$ ,  $T_{1,0}$ ,  $T_{2,\infty}$ . Из графика видно, что при прочих равных условиях большим значениям стехиометрического отношения отвечает большая длина факела. С качественной стороны влияние  $c_{1,0}$ ,  $c_{2,\infty}$  и др. на аэродинамику спутного факела аналогично влиянию концентрации реагентов и т. д. на аэродинамику затопленного факела.

Поступила в редакцию  
5/XI 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вулис, Л. П. Ярин. ФГВ, 1974, 10, 2.
2. J. A. Masters. J. Chem. Phys., 1955, 23, 1.
3. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.

УДК 534.222.2

### ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ОКИСЛИТЕЛЯ НА СКОРОСТЬ ГЕТЕРОГЕННОЙ (ГАЗ-ПЛЕНКА) ДЕТОНАЦИИ

С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий, Я. К. Трошин  
(Москва)

1. В трубах, заполненных газообразным окислителем, на стенки которых нанесена пленка горючего, возможно распространение детонационного процесса. В первой работе по исследованию этого явления [1] наблюдалось распространение детонации со скоростью  $D=1200$  м/с в трубе диаметром  $d=25$  см при начальном давлении воздуха  $p_1=7$  атм. Горючим в системе являлась пленка смазочного масла с низкой упругостью пара (концентрация насыщенных паров при начальных условиях была значительно ниже значения, обеспечивающего образование горючей смеси бедного состава). В трубах малого диаметра  $1 \div 4$  см и при сравнительно малых начальных давлениях  $0,5 \div 2$  атм исследования проводились только для гетерогенных систем, в которых окислителем являлся кислород [2—5]. При этом отмечалось, что при замене кислорода воздухом детонацию инициировать не удается. Повидимому, последнее обстоятельство было причиной того, что теоретические расчеты параметров детонации [4—6] выполнены лишь для гетерогенных систем, в которых окислителем был кислород. В то же время взрывы магистралей воздушных компрессоров [7] и результаты работы [1] показывают, что при выполнении определенных условий детонация возможна в гетерогенных системах, окислителем в которых был воздух.

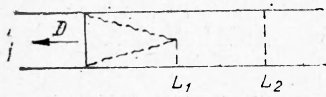


Рис. 1.

В настоящей работе в рамках одномерной диффузионной модели [6] рассматривается влияние состава окислителя на скорость распространения детонации в гетерогенных системах.

Схематическое изображение детонационной волны приведено на рис. 1. Зона реакции в виде обратного конуса начинается непосредственно за ударным фронтом (плоскость 0) и смыкается у оси трубы на расстоянии  $L_1$  от ударного фронта. На расстоянии  $L_2$  происходит полное выгорание окислителя — предполагается, что слой горючего на стенках достаточно велик. При выводе основных соотношений использовались упрощающие предположения работы [6]:

- 1) плотность газа  $\rho$ , давление  $p$ , температура  $T$ , скорость потока относительно ударного фронта  $u$  постоянны по сечению трубы и зависят от расстояния  $x$  до ударного фронта;
- 2) величина тепловыделения на грамм прореагировавшего окислителя  $H_0$  равна соответствующей величине для гомогенной детонации смеси стехиометрического состава данных окислителя и горючего;  $H_0$  учитывает диссоциацию продуктов сгорания и рассчитывается из термодинамических функций и констант равновесия реакций диссоциации;
- 3) отношение теплоемкостей  $\gamma$  за ударным фронтом не зависит от расстояния до ударного фронта и постоянно по сечению трубы; величина  $\gamma$  определяется из соотношения [8]

$$D_H^2 = 2(\gamma^2 - 1)H_0c_0', \quad (1)$$

где  $D_H$  и  $c_0'$  — скорость гомогенной детонации (рассчитанная из термодинамической модели) и весовая концентрация окислителя в смеси стехиометрического состава;

4) газ предполагается идеальным — параметры состояния, скорость звука  $a$  и энтальпия  $h$  связаны соотношениями

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

где  $R_s$  — удельная газовая постоянная;

5) зона горения начинается непосредственно за ударным фронтом;

6) скорость химической реакции бесконечно велика; тепловыделение определяется процессом турбулентной диффузии испарившегося за ударным фронтом горючего; концентрация горючего переменна по сечению трубы; распределение концентраций аналогично распределению в турбулентном пограничном слое со вдувом и горением над гладкой пластиной.

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

$$\begin{aligned} S\rho u &= S\rho_1 D + l \int_0^x m dx; \\ S(\rho u^2 + p) &= S(\rho_1 D^2 + p_1) + D l \int_0^x m dx + l \int_0^x \tau_w dx, \\ S\rho u \left( \frac{u^2}{2} + h \right) &= S\rho_1 D \left( \frac{D^2}{2} + h_1 \right) + \left( \frac{D^2}{2} + h_E^w \right) l \int_0^x \tau_w dx + \\ &+ S\rho_1 D H_0 W + D l \int_0^x \tau_w dx - l \int_0^x q_w dx. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $D$  — скорость распространения ударного фронта,  $S$  и  $l$  — площадь поперечного сечения и периметр трубы,  $m$  — скорость массоотдачи горючего с единицы поверхности пленки,  $\tau_w$  — касательное напряжение трения,  $q_w$  — поток тепла к единице поверхности пленки горючего,  $h_E^w$  — энтальпия паров горючего у поверхности пленки,  $W$  — доля прореагировавшего на участке  $0x$  окислителя, индекс 1 относится к исходному состоянию окислителя. При отсутствии массоотдачи ( $m=0$ ), трения ( $\tau_w=0$ ), теплопотерь ( $q_w=0$ ), химической реакции ( $W=0$ ) (2) переходит в систему уравнений, связывающих параметры газа на скачке уплотнения, распространяющегося со скоростью  $D$  [8].

Перейдем к безразмерным координатам и параметрам:

$$\pi = p/p_1; \quad \sigma = \rho_1/\rho; \quad M = u/d; \quad M_1 = D/d_1;$$

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

где  $\pi$  — безразмерное давление;  $\sigma$  — безразмерная плотность;  $M$  — число Маха потока относительно ударного фронта;  $\eta_1$  — безразмерный вдув горючего;  $\eta_2$  — безразмерное трение;  $\eta_3$  — безразмерные теплопотери. Исключая  $\pi$  и  $\sigma$  из уравнений движения (2) в безразмерном виде, получаем уравнение четвертой степени относительно  $M$ . Решая его, получаем

$$M_{\pm} = \left( \frac{\gamma + 1}{\gamma} \frac{1}{1 \pm \sqrt{Z}} - \frac{1}{\gamma} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Знаки плюс и минус отвечают двум ветвям решения. Здесь  $Z$  задается соотношением

$$Z = 1 - 2(\gamma^2 - 1) \left\{ (1 + \eta_1) \left[ \left( \frac{D}{D_H} \right)^{-2} \frac{W}{2(\gamma^2 - 1)c_0} + \frac{1}{2}(1 + \eta_1) + \right. \right.$$

$$\left. \left. + (\eta_2 - \eta_3) \right] |1 + \eta_1 + \eta_2|^{-2} - 1/2 \right\}.$$

Величины  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\eta_3$ ,  $W$  входят в выражение для  $Z$  и соответственно для  $M$  в качестве переменных, а относительная скорость распространения ударного фронта  $D/D_H$  — в качестве параметра. В [6] показано, что анализ зависимости  $M_{\pm}$  позволяет из всех скоростей распространения ударного фронта ( $D/D_H$  входит в выражение (3) как параметр) выбрать такое значение  $D/D_H$ , при котором процесс является детонацией Чепмена — Жуге. Предварительно устанавливается связь между  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\eta_3$ ,  $W$  и все величины выражаются через безразмерный вдув горючего  $\eta_1$ .

2. Цель настоящей работы — дать метод расчета скорости гетерогенной детонации в зависимости от состава окислителя и теплофизических свойств горючего. Для этого необходимо проследить влияние состава окислителя на связь между безразмерными вдувом  $\eta_1$ , трением  $\eta_2$ , теплопотерями  $\eta_3$  и долей прореагировавшего окислителя  $W$ . Основным параметром, позволяющим найти соотношения между ними является параметр вдува  $B$  [6]

$$B = m/[\rho(D-u)St],$$

где  $St$  — число Стантона. Значение  $B$  определяется величиной потока тепла  $q_w$ , направленного к поверхности пленки горючего, и теплофизи-

ческими свойствами горючего. Полагая величину потока тепла  $q_w$  за ударным фронтом в трубе равной соответствующей величине за ударным фронтом, распространяющимся над пластиной, получаем [9]

$$q_w = \rho(D-u) St [h - h_w + (D-u)^2/2 + H_0].$$

Величина  $h - h_w$  отвечает тепловому потоку за счет разности энтальпий за ударным фронтом и у поверхности горючего;  $(D-u)^2/2$  — тепловому потоку за счет вязкой диссипации (число Прандтля  $Pr=1$ ) и  $H_0$  — тепловому потоку за счет химической реакции окисления паров горючего. Наибольший вклад в величину  $q_w$  вносит тепловыделение  $H_0$ , которое определяется составом окислителя — концентрацией в нем кислорода. Величиной  $h_w$ , как малой, будем пренебрегать по сравнению с  $h$  и  $H_0$ .

Предполагая, что весь поток тепла  $q_w$  идет на испарение горючего

$$q_w = m r_{эфф},$$

получаем, с учетом (1), выражение для параметров вдува  $B$

$$B = H_0 / r_{эфф} [1 + 2(\gamma^2 - 1) c_0' (1 - \sigma_0) (D/D_H)^2]. \quad (4)$$

здесь  $\sigma_0$  — относительная плотность газа непосредственно за ударным фронтом,  $r_{эфф}$  — эффективная теплота испарения горючего. Для жидких углеводородов

$$r_{эфф} = c_L (T_w - T_1) + r(T_w), \quad (5)$$

где  $c_L$ ,  $T_w$  и  $r(T_w)$  — теплоемкость, температура поверхности и теплота испарения горючего.  $r_{эфф}$  учитывает количество тепла, необходимого для разогрева горючего от начальной до температуры поверхности пленки и теплоту испарения при этой температуре. Для «замороженных» пленок горючего  $r_{эфф}$  включает в себя также теплоту плавления и разогрев твердой фазы до температуры плавления. Величина  $T_w$  может быть определена, если известно давление насыщенных паров в непосредственной близости от поверхности горючего  $p_E(T_w)$ . Величина  $p_E(T_w)$  связана с давлением во фронте детонации и параметром вдува соотношением [9]

$$p_E(T_w) = p / [1 + (\mu_E / \mu_0) / B], \quad (6)$$

где  $\mu_E$  и  $\mu_0$  — молекулярные веса горючего и окислителя. Уравнения (4) — (6) и зависимость давления насыщенных паров от температуры позволяют точно вычислить значения параметра вдува при известной скорости детонации. Однако поскольку давление во фронте детонации довольно велико, то значения  $p_E(T_w)$  близки к критическим и с достаточной степенью точности температуру поверхности можно считать равной критической  $T_w = T_c$ . Соответственно величину  $r_{эфф}$  можно считать равной количеству тепла, необходимого для разогрева горючего до критической температуры  $r_{эфф} = c_L (T_c - T_1)$ .

Уравнение (4) дает выражение для основного параметра, характеризующего детонационный процесс в гетерогенной системе — параметра вдува  $B$ . Величина  $H_0$  определяется прежде всего концентрацией кислорода в составе окислителя и, в меньшей мере, составом горючего (относится ли горючее, например, к предельным или непредельным углеводородам). Испаряемость горючего характеризуется величиной  $r_{эфф}$ . Следует отметить, что соотношение (4) является более точным определением параметра  $B$ , чем приближенное выражение, используемое в [6] для сравнения экспериментальных и расчетных данных. Необходимость уточнения вызвана сильной зависимостью параметров детонации от величины  $B$  при  $B < 7$ .

Параметр  $B$  позволяет выразить безразмерное трение  $\eta_2$  и безразмерные теплотери  $\eta_3$  через безразмерный вдув горючего  $\eta_1$ :

$$\begin{aligned}\eta_1 &= \frac{l}{S} B \int_0^x \sigma^{-1} (1 - u/D) St dx, \\ \eta_2 &= \frac{1}{B} \int_0^x (1 - u/D) d\eta_1 = A_\tau (1 - \sigma_0) \eta_1 / B, \\ \eta_3 &= \{(D/D_H)^{-2} / [2(\gamma^2 - 1)c'_0] + (1 - \sigma_0)\} \eta_1 / B.\end{aligned}\quad (7)$$

В (7)  $\tau_w$  бралось в виде  $\tau_w = c_f \rho (D - u)^2 / 2$ , где  $c_f$  — местный коэффициент трения, и предполагалась справедливой аналогия Рейнольдса  $c_f = 2St$ . Коэффициент  $A_\tau$  учитывает изменение  $1 - u/D$  по мере удаления от ударного фронта; на участке от ударного фронта до плоскости Чепмена — Жуге  $i \geq A_\tau \geq 0,5$  и, как показали расчеты, слабо влияет на параметры детонации.

В предположении бесконечно большой скорости химической реакции, а так же постоянства  $\rho$  и  $u$  по сечению трубы, доля окислителя, прореагировавшего на участке  $0x$ , определяется распределением концентраций окислителя  $c_0$  и горючего  $c_E = 1 - c_0$  в сечении  $x$  [6]:

$$\begin{aligned}W &= (1 + \eta_1) c'_0 \frac{1}{S} \int_{(S)} c dS, \\ c &= \begin{cases} c_0 / c'_0, & \text{если } c_0 \leq c'_0 \\ (1 - c_0) / (1 - c'_0), & \text{если } c_0 \geq c'_0. \end{cases}\end{aligned}\quad (8)$$

Здесь учитывается, что вблизи стенок трубы, где горючее в избытке, количество прореагировавшего окислителя определяется его концентрацией, а вблизи оси трубы, где в избытке окислитель, — концентрацией горючего. Величина  $\eta_1$  также определяется распределением концентраций

$$\frac{\eta_1}{1 + \eta_1} = \frac{1}{S} \int_{(S)} (1 - c_0) dS \quad (9)$$

и может быть связана с величиной  $W$ . Распределение концентраций по сечению трубы будем полагать аналогичным распределению концентраций в турбулентном пограничном слое со вдувом и горением над гладкой пластиной [10]

$$\frac{c_0}{c_0^e} k = \frac{\xi^{1/7} + \xi^{2/7} B/2}{1 + B/2}. \quad (10)$$

Здесь  $k = (1 - c_0^w / c_0) / (1 - c_0^e / c_0)$ ,  $c_0^e$  и  $c_0^w$  — концентрация окислителя у оси и стенки трубы,  $\xi = y/\delta$ ,  $y/R$  — отношение расстояния от поверхности трубы  $y$  к толщине пограничного слоя  $\delta$  или радиусу трубы  $R$  после смыкания пограничных слоев у оси. В силу значительной крутизны профиля концентраций уже на незначительном расстоянии от стенки  $c_0$  становится близка к  $c_0^e$  и величина  $k$  близка к единице. Не внося существенных погрешностей, величину  $k$  можно считать равной единице по всему сечению трубы.

3. Соотношения (7) — (10) устанавливают связь между безразмерным трением  $\eta_2$ , безразмерными теплотерями  $\eta_3$ , долей прореагировавшего кислорода  $W$  и безразмерным вдувом горючего  $\eta_1$ . В совокупности с выражением для параметра вдува  $B$  (4) они позволяют проследить влияние состава окислителя на скорость детонации Чепмена —

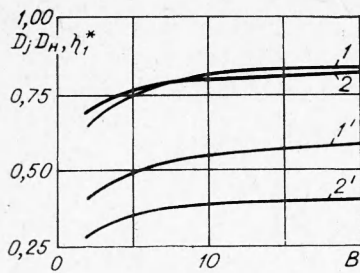


Рис. 2.

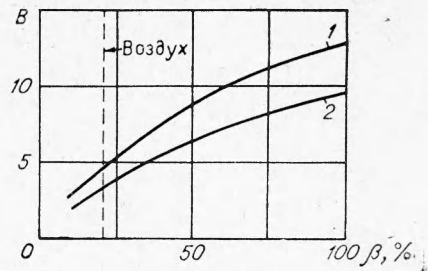


Рис. 3.

Жуге. Ниже приведен порядок расчета скорости гетерогенной детонации в системах: горючее — предельный углеводород, окислитель — смесь кислорода и азота.

1. Строится зависимость параметров гомогенной детонации  $D_H$ ,  $H_{0s}$ ,  $\gamma$  от объемной концентрации кислорода в окислителе  $\beta$ .

2. При данном составе окислителя  $\beta$  для каждого значения  $B$  строятся зависимости  $M_{\pm}(\eta_1)$  при различных отношениях  $D/D_H$ , играющих роль параметра. В зависимости от величины  $D/D_H$  зависимость  $M_{\pm}(\eta_1)$  имеет те же характерные особенности, что и в [6]: при малых  $D/D_H$  течение разрывно; при  $D/D_H$ , близких к единице, течение непрерывно, но скорость потока относительно ударного фронта является дозвуковой; при единственном для данного  $B$  значении  $D/D_H = D_j/D_H$  течение непрерывно и в сечении  $\eta_1^*$  число Маха потока относительно ударного фронта равно единице. Процесс, распространяющийся с относительной скоростью  $D_j/D_H$ , определяется трением, теплотерями, массоподачей и тепловыделением на участке  $0\eta_1^*$ , и к нему полностью применим термин «детонация Чепмена — Жуге».

На рис. 2 представлены зависимости  $D_j/D_H$  от  $B$  при различных составах окислителя. Кривая 1 отвечает «чистому» кислороду  $\beta = 100\%$ , кривая 2 — малому содержанию кислорода в составе окислителя  $\beta = 9,1\%$ . Как следует из рис. 2, даже сильное различие в составах окислителя не приводит к существенному различию в ходе кривых  $D_j/D_H$ , построенных в виде функции от параметра вдува  $B$ .

На рис. 2 даны также зависимости  $\eta_1(B)$ , характеризующие состав в плоскости Чепмена — Жуге (отношение массы горючего к массе окислителя), для  $\beta = 100\%$  (кривая 1') и  $\beta = 9,1\%$  (кривая 2'). Отметим, что с уменьшением  $\beta$  количество горючего, необходимого для образования смеси стехиометрического состава, падает примерно пропорционально  $\beta$ . В то же время, как показывают расчеты, даже при примерно десятикратном уменьшении  $\beta$  величина  $\eta_1^*$  уменьшается не более чем на 30%. Физически столь слабую зависимость  $\eta_1^*$  от состава окислителя можно объяснить следующим образом. Процесс тепловыделения определяется турбулентной диффузией паров горючего от поверхности пленки к оси трубы. Концентрация горючего непосредственно у поверхности велика и близка к единице. Состав же окислителя определяет концентрацию горючего в основном в области вблизи оси трубы. А поскольку основная масса горючего сосредоточена именно в пристеночной области (профиль концентраций очень крутой), то состав окислителя очень слабо влияет на величину  $\eta_1^*$ .

3. Расчетные значения  $D_H$ ,  $H_{0s}$ ,  $\gamma$ , эффективная теплота испарения и зависимость  $D_j/D_H$  от  $B$  позволяют с помощью соотношения (4) методом последовательных приближений построить зависимость  $B$  от  $\beta$ , показанную на рис. 3. Кривая 1 построена для сравнительно легкокипящего горючего — декана и кривая 2 — для высококипящего вакуумного масла ВМ-4. Как следует из рис. 3, величина  $B$  падает с ростом

критической температуры горючего. С уменьшением концентрации кислорода происходит уменьшение параметра вдува от значений, лежащих вблизи десяти, до малых величин  $B=2\div 4$ .

4. Полученные результаты позволяют построить зависимости абсолютных скоростей гетерогенной детонации в виде функции от состава окислителя  $\beta$ . Результаты расчетов приведены на рис. 4. Кривая 1 —

зависимость скорости гомогенной газовой детонации стехиометрической смеси  $D_H$  от концентрации кислорода в составе окислителя. Кривая 2 — скорость гетерогенной детонации  $D_j(\beta)$ , горючее — декан; кривая 3 — зависимость  $D_j(\beta)$  для вакуумного масла ВМ-4. Как видно из представленных зависимостей, с уменьшением концентрации кислорода в составе окислителя скорость гетерогенной детонации  $D_j$  уменьшается. Разность  $D_H - D_j = 400\div 470$  м/с сохраняется примерно постоянной. Несмотря на сильное различие в теплофизических свойствах горючих (сравнительно легкокипящий декан и высококипящее вакуумное масло), разность скоростей  $D_j$  сравнительно невелика и не превышает 50 м/с.

На рис. 4, 4 дана зависимость переобогащения состава в плоскости Чепмена — Жуге  $\varphi^*(\beta)$  по сравнению со стехиометрическим для вакуумного масла ВМ-4. Соответствующая зависимость для декана практически совпадает с кривой 4 и на рис. 4 не приведена. Если для «чистого» кислорода состав в плоскости Чепмена — Жуге почти вдвое переобогащен по сравнению со стехиометрическим, то в системах, где окислитель — воздух, переобогащение достигает примерно пяти. Причина этого обсуждалась выше: «выжигание» окислителя у оси трубы, определяемое процессом турбулентной диффузии, требует высокой концентрации горючего вблизи его поверхности.

4. На рис. 4 приведены также экспериментальные данные по скоростям гетерогенной детонации с кислородом [3] в трубах, диаметр которых превышает 2 см (зачерненный квадрат). Результаты опытов хорошо согласуются с расчетом. В трубах меньшего диаметра с жидкими пленками горючего наблюдается расхождение экспериментальных и расчетных данных, которое растет с уменьшением диаметра трубы [3]. Результаты же опытов с «замороженными» слоями горючего в этих же трубах [3] хорошо согласуются с расчетом. Расхождение экспериментальных и расчетных данных может быть объяснено сильным влиянием возмущений, развивающихся на поверхности жидкой пленки горючего за ударной волной [11], на параметры потока (в частности, на профиль концентраций) при столь малых диаметрах.

Авторам неизвестны экспериментальные данные по скоростям детонации при концентрациях кислорода, меньших 100%, за исключением опытов [1], проведенных с воздухом при начальном давлении 7 атм в трубе диаметром 25 см. Горючим являлось смазочное масло. Скорость распространения детонации составляла 1200 м/с (точка на рис. 4), что хорошо согласуется с результатами расчета.

В опыте [1] распространение детонации наблюдалось, если соотношение веса горючего на стенках трубы к весу газообразного окислителя в объеме примерно в 6 раз превышает необходимое для стехиометрии. В то же время отмечается, что детонацию инициировать не удавалось, если отношение весов горючего и окислителя превышало стехиометрическое лишь в 2—3 раза. Этот экспериментальный факт подтверждает результаты расчета: для гетерогенной детонации с воз-

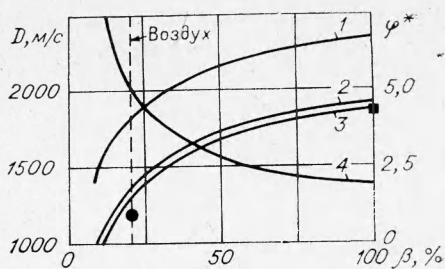


Рис. 4.

духом необходимо не менее чем пятикратное переобогащение состава системы.

Удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных данных позволяет заключить, что диффузионная модель корректно описывает влияние состава окислителя на параметры гетерогенной детонации.

Поступила в редакцию  
4/XI 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 R. Loison. Compt. Rend. Acad. Sci., 1952, 234, 5.
- 2 В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
- 3 J. R. Bowen, K. W. Ragland a. o. Proc. 13-th Symposium (International) on Combustion. Univ. Utah, Salt Lake Citd, Utah, 1970. Pittsburgh, Pensilvania, Combust. Inst., 1971.
- 4 M. Sichel, C. S. R. Rao, J. A. Nicholls. Proc. 13-th Symposium (International) in Combustion. Univ. Utah, Salt Lake Citd, Utah, 1970. Pittsburgh, Pensilvania, Combust. Inst., 1971.
- 5 C. S. R. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Combust. Sci. and Technology, 1972, 4, 5.
- 6 С. А. Лесняк, В. Г. Слущкий. ПМТФ, 1974, 3.
- 7 В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов и др. Промышл. энергетика, 1964, 12.
- 8 К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
- 9 L. Lees. In: Combust. and Propulsion, N. Y., Pergamon Press, 1959.
- 10 C. E. Wooldridge, R. J. Muzzy. 10-th Symposium (International) on Combustion. Cambridge, 1964. Pittsburgh, Pensilvania, Combust. Inst., 1965.
- 11 С. А. Лесняк, М. А. Назаров. и др. Докл. АН СССР, 1968, 183, 3.

УДК 536.6.011.72

### СВОЙСТВА МАХОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНЫХ ВОЛН С НЕПОДВИЖНЫМ КЛИНОМ

*А. Н. Семенов, М. П. Сыщикова*

*(Ленинград)*

При исследовании маховского отражения на клине [1—3] наибольшее внимание уделяют особенностям отражения, которые связаны с возникновением дополнительных газодинамических разрывов за отраженной ударной волной. Сложность задачи связана с интерпретацией сравнительной роли и взаимообусловленности трех основных эффектов, сопутствующих процессу отражения, а именно: возникновение излома и второй тройной точки на отраженной ударной волне, сворачивание контактной поверхности в спиральный вихрь, протекание физико-химических реакций в ударно нагретом газе.

Влияние реальных свойств газа на процесс маховского отражения сильных ударных волн выяснено в [1, 3, 4]. Накопленные теоретические и экспериментальные данные говорят о том, что эти эффекты могут вызвать значительные количественные изменения характеристик маховского отражения без качественной перестройки течения, т.е. образование усложненных режимов маховского отражения обуславливается преимущественно газодинамическими процессами. Отметим, что влияние физико-химических превращений на параметры маховского отражения было установлено с помощью расчетов по теории Неймана (трехудар-