

2. Показано решающее влияние потерь в стенке трубы на параметры детонации в углеводородокислородных смесях. При уменьшении потерь степень недогорания капелек стремится к нулю.

3. Показано, что хорошее соответствие с экспериментальными данными (смесь ДЭЦГ — O_2) дают условия отсутствия дробления капелек на части или условия однократного дробления крупных капелек на небольшое число частей.

4. Показано значительное влияние непостоянства теплового эффекта и молекулярной массы газа в зоне реакции.

5. Показано, что в не сильно разбавленных азотом углеводородокислородных смесях с составом, не сильно отличающимся от стехиометрического, протяженность зоны индукции много меньше расстояния до поверхности Чепмена — Жуге.

6. Показана существенная скоростная неравновесность фаз в плоскости Чепмена — Жуге в водородокислородных смесях и для мелких капелек в углеводородокислородных смесях.

Поступила в редакцию 27/V 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 6, 3.
2. С. А. Губин, А. А. Борисов и др. ФГВ, 1978, 14, 1.
3. А. В. Пинаев. ФГВ, 1978, 14, 1.
4. С. А. Ждан.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 32. Новосибирск, 1977.
5. Ш. Эйдельман, А. Буркат. РТК, 1980, 18, 9.
6. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1.
7. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1983, 19, 6.
8. Термодинамические свойства индивидуальных веществ/Под ред. В. П. Глушко. Т. 2. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
9. М. П. Вукалович, В. А. Кириллин и др. Термодинамические свойства газов. М.: Машгиз, 1953.
10. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963.
11. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Киригина. М.: Атомиздат, 1976.
12. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М.: Физматгиз, 1966.
13. Н. С. Астапов, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1984, 20, 1.
14. D. R. White. XI Symp. (Intern.) on Combustion. Berkley, 1966.
15. Н. П. Гинзбург. Прикладная гидрогазодинамика. Л.: Изд-во ЛГУ, 1958.
16. Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций. М.: ИЛ, 1962.
17. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ПМТФ, 1970, 5.
18. С. Ламбарайс, Л. Комбе.— В кн.: Детонация и двухфазное течение. М.: Мир, 1966.
19. В. В. Митрофанов.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 39. Новосибирск, 1979.
20. A. A. Ranger, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 2.
21. W. R. Lane. Ind. Eng. chem., 1951, 43, 6.
22. A. A. Ranger, J. A. Nicholls. AIAA Paper, 1968, № 83.
23. K. W. Ragland, E. K. Dabora, J. A. Nicholls. Phys. Fluids, 1968, 11, 11.
24. E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls. XII Symp. (Intern.) on Combustion Pittsburgh, 1969.
25. T. H. Pierce, J. A. Nicholls. Astronautica Acta, 1972, 17, 4, 5.
26. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др.— В кн.: Детонация. Черногловка, 1977.

О ДЕТОНАЦИИ В КРИОГЕННОЙ ВОДОРОДОКИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ

Д. В. Воронин
(Новосибирск)

Закономерности распространения детонации в гетерогенных (газ — капле) системах в последнее время интенсивно изучаются. Так, в работах [1—3] численно исследована структура стационарной детонационной волны (ДВ) в предположении о постоянстве энерговыделения в зоне реакции на единицу массы горючего. Для определения скорости детонации

в [1, 2] использовано дополнительное условие полного выгорания капель, а в [3] — условие выравнивания скоростей газовой и конденсированной фаз в точке Чепмена — Жуге. Вопросы неоднозначности, устойчивости и числа стационарных режимов газовой детонации и детонации конденсированных ВВ изучались в [4, 5].

Данная работа посвящена исследованию структуры стационарной ДВ. Предполагаем, что в каждой точке зоны реакции состав газа является химически равновесным, поэтому тепловыделение — переменная величина. Для определения скорости детонации использовался «метод стрельбы», что сделало излишними какие-либо дополнительные предположения о характере двухфазного потока в точке Чепмена — Жуге. Рассмотрен также вопрос о неединственности и устойчивости решения задачи о гетерогенной детонации в криогенной водородокислородной смеси.

Постановка задачи. Рассмотрим детонационную волну, распространяющуюся по криогенной ($T_0 = 80$ К) газозвеси капель жидкого кислорода в газообразном водороде. Состояние среды в каждой точке описывается следующими параметрами:

а) газовая фаза: p — давление, ρ — плотность, u — массовая скорость, T — температура, μ — средняя молекулярная масса, μ_{\min} , μ_{\max} — молекулярные массы смеси в предельно диссоциированном и предельно рекомбинированном состояниях соответственно, γ — эффективный показатель адиабаты, Q — тепловой эффект химических реакций на единицу массы газовой смеси, E_d — средняя энергия диссоциации продуктов реакции, R — газовая постоянная;

б) конденсированная фаза (к-фаза): ρ_2 — истинная плотность, u_2 — массовая скорость, α_2 — объемная концентрация, V — объем капли, T_2 — температура, μ_2 — молекулярная масса, ν_2 — кинематическая вязкость, σ — поверхностное натяжение, d — диаметр капли, e_2 — энергия фазового перехода, b — длина малой полуоси деформируемой капли.

Как и в [1—3], предполагаем, что волна детонации — одномерная, плоская, стационарная; газ считается идеальным; объем капель много меньше объема газа; температура капель остается постоянной; к-фаза несжимаема, микрокапли, сорванные с исходной капли, испаряются мгновенно; за фронтом ударной волны (УВ) капли начинают деформироваться в эллипсоиды вращения с малыми полуосями b , параллельными направлению потока газа; критическая стадия деформации наступает, когда длина большой полуоси эллипсоида $a = 3b_0$. Считаем также, что химические реакции происходят только в газе, их скорость много больше скорости изменения термодинамических параметров, в каждой точке зоны реакции состав газа является химически равновесным.

Индекс 0 относится к значениям параметров перед волной. Обозначим через x координату точки относительно фронта волны; в этой системе координат $u_0 = u_{z_0} = D$, где D — скорость детонации.

Анализ соотношений на фронте УВ показывает, что температура газа за фронтом ($T \approx 200 \div 400$ К) недостаточна для воспламенения смеси. Следовательно, необходимо ввести химическую задержку воспламенения. При сделанных предположениях для стационарного потока двухфазной среды справедливы следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \rho u &= \rho_0 D + \int_0^x f_1 dx, \\ p + \rho u^2 &= p_0 + \rho_0 D^2 + \int_0^x f_2 dx, \\ \rho u \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} + Q \right) &= \rho_0 D \left(\frac{\gamma_0}{\gamma_0-1} \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{D^2}{2} \right) + \int_0^x f_3 dx, \\ u \frac{dY}{dx} &= -1/t_{\text{инд}}, \quad t_{\text{инд}} = k_1 \cdot \exp(\varepsilon/RT) \frac{\mu_2}{\rho z}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$u \frac{dz}{dx} = (1-z) f_1 / \rho, \quad \frac{p}{\rho} = \frac{RT}{\mu}$$

$$f_1 = \alpha_2 \rho_2 m, \quad f_2 = \alpha_2 \rho_2 (mu_2 - F), \quad f_3 = \alpha_2 \rho_2 \left[m \left(e_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) - u_2 F \right].$$

Здесь Y — доля периода индукции, $Y = 1$ на фронте УВ, $Y = 0$ в точке истечения задержки воспламенения; z — массовая концентрация кислорода в газе, независимо от того, в состав какой компоненты он входит; ϵ — энергия активации. Выражения для скорости массорасхода с единицы массы каплей m и силы F , действующей со стороны газовой фазы на единицу массы каплей за счет сил трения, такие же, как и в работах [1, 2].

Согласно закону Гесса, представим Q как разность между суммой теплот образования конечных продуктов и суммой теплот образования исходных веществ ($Q < 0$). Используя выражение для внутренней энергии продуктов реакции [6], отсчитываемой от предельно диссоциированного состава, получим

$$Q = zE_{\pi}/\mu_2 + (1-z)E_{\pi}/\mu_0 + E_{\pi}(1/\mu - 1/\mu_{\min}), \quad (2)$$

где $Q = 0$ в зоне индукции. При сделанных предположениях для газовой фазы справедливо следующее уравнение химического равновесия [6]:

$$\frac{\rho}{\mu} \cdot \frac{\mu_{\min} \left(1 - \frac{\mu}{\mu_{\max}} \right)^2}{\mu - \mu_{\min}} \cdot e^{E_{\pi}/RT} = K_2 = \text{const.} \quad (3)$$

Здесь $\mu_{\min} = \mu_2 \cdot \mu_0 / (2\mu_2(1-z) + 2z\mu_0)$. Если в газе имеется избыток водорода ($z < 8/9$) по сравнению со стехиометрическим соотношением, то $\mu_{\max} = \mu_0 / (1-z)$. При $z > 8/9$ $\mu_{\max} = \frac{\mu_2 \mu_0}{z\mu_0 + (1-z)\mu_2/2}$. Используя уравнение деформации [7], запишем следующую подсистему для к-фазы до распада каплей:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx}(\alpha_2 u_2) &= -\alpha_2 m, \\ u_2 \frac{du_2}{dx} &= F, \quad u_2 \frac{dV}{dx} = -Vm, \quad R_1 = (a^2 b)^{1/3}, \\ u_2 \frac{db}{dx} &= \varphi, \quad -u_2 \frac{d\varphi}{dx} \left(1 + \frac{R_1^3}{2b^3} \right) = C, \end{aligned} \quad (4)$$

$$C = -\frac{3}{4} \frac{R_1^3 \varphi^2}{b^4} + \frac{45}{64} \frac{C_D}{b} \frac{\rho}{\rho_2} (u_1 - u_2)^2 + 15v_2 \frac{\varphi}{b^2} - \frac{15}{2} \frac{\sigma}{\rho_2 b^2} \left(1 - \frac{b^2}{R_1^2} \right).$$

Здесь C_D — коэффициент сопротивления [1]. Считаем, что после распада «осколки» каплей не деформируются, имеют сферическую форму и последующее убывание массы происходит за счет срыва поверхностного слоя жидкости. Тогда поведение к-фазы будет описываться первыми тремя уравнениями подсистемы (4).

Как известно из экспериментов, для широкого диапазона жидких веществ при обтекании капли УВ с постоянными параметрами время полного разрушения капли t_1 выражается следующей приближенной зависимостью [8]: $t_1 = 4 \div 5 t_*$, где t_* — характерное время, $t_* = \frac{d}{D - u} \left(\frac{\rho_2}{\rho} \right)^{1/2}$. Используя эту формулу, с помощью системы (4) можно рассчитать диаметры осколков капли при разрушении (предполагаем, что осколки одинаковы по величине) и зависимость диаметров от скорости УВ и вязкости жидкости ν . Расчеты показали, что в широком диапазоне начальных диаметров каплей $30 < d_0 < 300$ мкм при $10^{-7} < 8^*$

$< v < 10^{-4}$ и условии, что капли распадаются один раз, справедлива следующая эмпирическая формула:

$$d_f = [v/v_2]^{0,25} \cdot d_0 \left(\frac{u_m}{a_0} + 0,37/M_1 \right), \quad (5)$$

где $M_1 = D/(\gamma_0 \cdot p_0/\rho_0)^{1/2}$; $d_m = 15$ мкм — минимальный диаметр осколков; d_f — диаметр образовавшихся капель.

Итак, мы получили замкнутую систему 14 уравнений (1)–(5) для определения 14 искомых величин. Для отбора стационарной скорости детонации $D_{ч.ж}$ удобно использовать в зоне реакции следующее эквивалентное закону сохранения энергии уравнение:

$$\rho(C_e^2 - u^2) \frac{du}{dx} = f_3(\gamma - 1) - \gamma u_2 f_2 + \frac{\gamma + 1}{2} u^2 f_1 - (\gamma - 1) \left(Q f_1 + \rho u \frac{dQ}{dx} \right) + \rho(C_e^2 - \gamma p/\rho) \frac{du}{dx} \equiv f_4(x),$$

где C_e — равновесная скорость звука [6]. D будет стационарной скоростью детонации, если одновременно выполняются два условия:

$$M = u/C_e = 1, \quad f_4 = 0. \quad (6)$$

Первое уравнение — это известное условие Чепмена — Жуге, записанное для равновесной скорости звука. Второе означает, что в точке Чепмена — Жуге интенсивность источников тепла равна интенсивности энергопотерь.

Выпишем граничные условия системы уравнений (1)–(5): $z_0 = 0$, $u_{z_0} = D$, $\alpha|_{x=0} = \alpha_0$, $V_0 = 4/3 \cdot \pi (d_0/2)^3$, $\varphi_0 = 0$, $b_0 = d_0/2$. Значения газодинамических параметров в точке $x = 0$ определяются из известных соотношений на фронте УВ.

Результаты расчетов. Сформулированная задача решена численно на разностной схеме Адамса второго порядка аппроксимации при следующих значениях параметров: $p_0 = 1$ атм, $T_0 = T_2 = 80$ К, $\rho_0 = 0,305$ кг/м³, $\mu_0 = 2$ кг/кмоль, $\mu_2 = 32$ кг/кмоль, $E_d = 110$ ккал/моль, $\gamma_0 = \gamma_1 = 1,4$, $\gamma = 1,2615$, $k_1 = 6,9 \cdot 10^{-11}$ моль · с/л, $\varepsilon = 16,328$ ккал/моль [9], $\alpha_{z_0} = 1/(1 + C)$ ($C = \mu_0 \rho_2 / (\mu_2 \rho_0)$), $v_2 = \eta_{z_0} / \rho_2$ (η_{z_0} — динамическая вязкость жидкого кислорода, $\eta_{z_0} = 2,5 \cdot 10^{-4}$ кг/(м · с) [10]), $\sigma = 0,0131$ Н/м, $\rho_2 = 1135$ кг/м³ [10]. Здесь γ_0 — показатель адиабаты перед фронтом УВ, γ_1 — в зоне индукции, γ_2 — в зоне реакции, y — отношение числа молей окислителя к числу молей горючего для гетерогенной смеси перед УВ.

1. Пусть $x_0 = \min\{x_1, x_2\}$, где x_1 — точка исчезновения всех капель, а x_2 — точка, где $M(x) = 1$. Если точка x_2 отсутствует, то $x_0 = x_1$. Индекс плюс будет относиться к значениям параметров газа в зоне, где $M(x) \leq 1$, индекс минус — к значениям, где $M(x) \geq 1$. В ходе решения задачи (1)–(5) при различных значениях D и фиксированном y считывались искомые функции до точки x_0 , а если необходимо, то до x_1 (при $x_0 \neq x_1$).

В полученном классе интегральных кривых — функций параметра D — из условий (6) определялось стационарное решение. Только в этом случае возможно действительное продолжение решения в область $x_2 \leq x \leq x_1$ через особую точку x_2 («седло»). Качественная картина интегральных кривых в окрестности x_2 представлена на рис. 1. Расчеты,

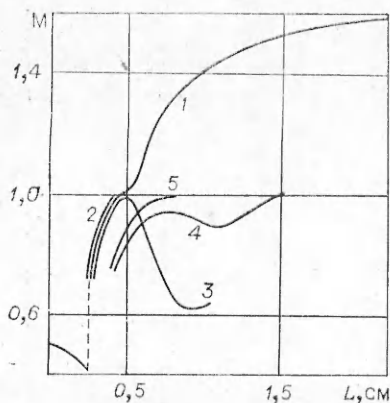


Рис. 1. Зависимость $M(x)$.

1 — $D = 2646$ м/с, $y = 1$; 2 — $D = 2645$ м/с, $y = 1$; 3 — $D = 2647$ м/с, $y = 1$; 4 — $D = 2969$ м/с, $y = 1/2$; 5 — $D = 2942$ м/с, $y = 1/2$.

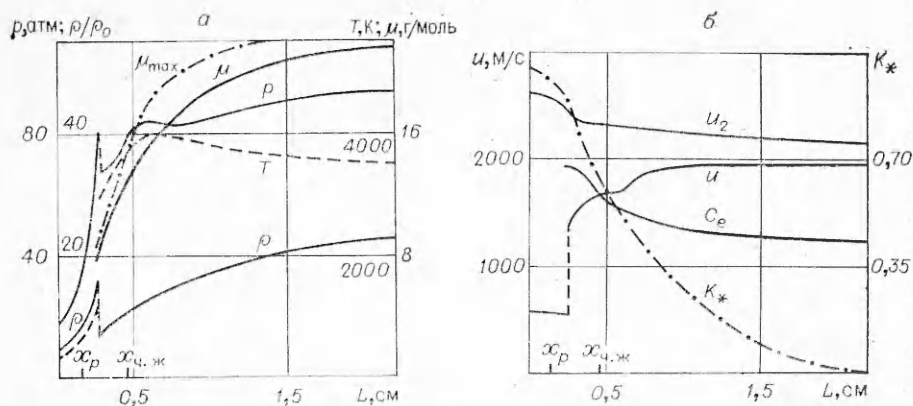
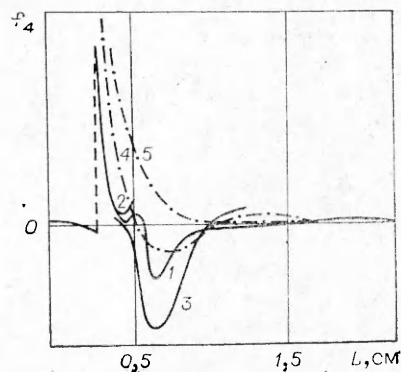


Рис. 2. Структура стационарного решения для эквимольного соотношения ($d_0 = 100$ мкм) при $D_{ч.ж} = 2646$ м/с, x_p — точка критической стадии деформации, $x_{ч.ж}$ — точка Чепмена — Жуге.

проведенные при эквимольном соотношении окислитель — горючее ($y = 1$) и начальном диаметре капель $d_0 = 100$ мкм, показали, что существует единственное значение скорости $D_{ч.ж} = 2646$ м/с, при котором решение задачи обладает следующими свойствами: а) $f_4(x_0) = 0$, б) $M_+(x_0) = M_-(x_0) = 1$, в) функции $p_{\pm}(x)$, $\rho_{\pm}(x)$, $u_{\pm}(x)$ непрерывны в точке $x = x_0$. При $D > D_{ч.ж}$ для всех $x \in [0, x_1]$ $M(x) < 1$. Если $D < D_{ч.ж}$, то в точке, где $M(x) = 1$, значения производных $\frac{dM}{dx}$, $\frac{dp}{dx}$, $\frac{d\rho}{dx}$ и т. д. обращаются в бесконечность. Распределение параметров в зоне для стационарного решения ($D = D_{ч.ж}$) изображено на рис. 2.

На расстоянии ~ 2 мм от фронта волны в зоне индукции происходит развал капель. Соотношение между m и F до истечения периода индукции таково, что $f_4(x)$ становится меньше нуля (рис. 3). В результате этого $\frac{du}{dx} < 0$, что ведет к быстрому росту температуры газа за фронтом. Период индукции истекает в точке $x = 2,8$ мм, и в газовой смеси начинаются химические реакции. Поскольку предполагается, что в момент воспламенения весь газообразный кислород реагирует мгновенно, то все параметры газа в этой точке претерпевают разрыв («фронт горения»). Скорость газа увеличивается в 2,5 раза, молекулярная масса близка к μ_{max} . Быстрый рост скорости газа и начинающийся процесс диссоциации приводят к тому, что область между фронтом горения и точкой Чепмена — Жуге мала: $x_{ч.ж} = 4,8$ мм. При этом происходит существенное недогорание: около 60% первоначального потока массы к-фазы ($\alpha_{20}\rho_2 D$) уходит в сверхзвуковую зону. Вследствие сдвига химического равновесия скорость гетерогенной детонации близка к скорости газовой детонации в среде с тем же соотношением горючее — окислитель. Параметры газа в точке Жуге много больше значений за фронтом УВ. Зависимость $f_4(x)$ не меняет знака при $M = 1$, следовательно $\frac{du}{dx} < 0$ сразу за точкой Жуге. В результате давление и температура образуют максимум. В дальнейшем температура падает вследствие процессов диссоциации, а давление и плотность растут из-за поступления массы. Скорость капель больше скорости газа в любой точке зоны.

Рис. 3. Зависимость $f_4(x)$ (обозначения аналогичны рис. 1).



d_0 , мм	D , м/с	p , атм	u , м/с	u_2 , м/с	l , мм	L , мм	K_*
30	2690	83	1677	2377	0,99	2,25	0,6301
60	2663	82,8	1731	2323	1,77	3,6	0,6218
100	2646	82,2	1661	2314	2,75	5,05	0,5935
150	2637	89,8	1626	2273	4,05	7,2	0,5741
200	2621	92	1698	2236	5,4	9,7	0,5478
240	2619	89,7	1627	2229	6,36	11,6	0,5451
280	2611	93	1608	2216	7,42	13,3	0,5442

l — длина зоны индукции, L — зона между фронтом УВ и точкой Чепмена—Жуге, $K_* = \alpha_2 u_2 / \alpha_{20} D$ — степень выгорания.

2. Важным представляется вопрос о зависимости скорости детонации от начального диаметра капель d_0 при $y = \text{const}$. Расчет показал, что структура детонационной волны, скорость детонации, значения параметров в точке Чепмена—Жуге слабо зависят от величины d_0 . Для эквимолярного соотношения значения параметров детонации приведены в таблице.

3. Рассмотрим изменение функции $F(D) = f_4|_{x=x_0}$ для ряда значений параметра y ($d_0 = \text{const}$). Для любого D , при котором она определена, $F(D) \geq 0$, так как в противном случае $M < 1$ в любой точке зоны. Расчет показал, что $F(D)$ монотонно убывает с ростом D . Стационарными решениями являются корни уравнения $F(D) = 0$. Эквимолярному соотношению соответствует единственный корень $D = D_1$, а, например, для стехиометрии ($y = 1/2$) их два: $D_2 = 2942$ м/с, $D_3 = 2969$ м/с, так как функция $F(D)$ терпит разрыв в точке $D = D_2 + 0$. Для выяснения причин неоднозначности обратимся к рис. 1, 3. Поведение функции $f_4(x)$ определяется соотношением между интенсивностями источников тепла (химические реакции) и стоков (диссоциация молекул газа). Достигая максимума сразу за фронтом горения, $f_4(x)$ затем убывает. При $D = D_1$ ($y = 1$) $f_4(x) = 0$, когда $x = x_2$ и $f_4(x) > 0$ в любой точке зоны, где $Q \neq 0$. Если $D > D_1$, функция становится меньше нуля, значит и $\frac{du}{dx} < 0$. Это приводит к росту температуры газа и увеличению степени диссоциации.

Кривая чисел Маха образует максимум (см. рис. 1). Последующая рекомбинация ($f_4(x) > 0$) не может существенно увеличить $M(x)$, и в точке $x = x_2$ $M < 1$. Поскольку с ростом D степень диссоциации увеличивается, то при $D > D_1$ стационарных режимов не существует. Для стехиометрии кривая чисел Маха при $D = D_3$ достигает единицы в точке 15,2 мм (см. рис. 1, 4). Если $D = D_2$, реализуется режим недогорания, соответствующий точке касания локального максимума $M(x)$ и прямой $M = 1$ (см. рис. 1, 5). Разрыв $F(D)$ связан здесь с резким увеличением длины зоны при $\frac{du}{dx} < 0$. Если $y = 1/6$, кривая чисел Маха монотонна ($f_4(x) \geq 0$ при любом x) и режим полного выгорания капель единственный.

4. Рассмотрим вопрос об устойчивости стационарных решений относительно перехода одного в другое. Если режим единственный, он является устойчивым [5]. При $D > D_{ч.ж}$ тепла выделяется недостаточно для поддержания стационарного режима, $F(D)|_{x=x_1} = 0$, $M(x) < 1$ при любом x . С убыванием D кривые $M(x)$ расположены выше. Поэтому любое возмущение $\delta D > 0$ будет загухать. Если $D < D_{ч.ж}$, то $F(D) > 0$, т. е. в окрестности точки Жуге будут зарождаться ударные волны сжатия, что приводит к росту скорости волны. Следовательно, возмущение $\delta D < 0$ стремится к нулю. Это справедливо и для режима D_3 , D_2 устойчива для возмущений $\delta D < 0$ ($F(D) > 0$) и неустойчива для $\delta D > 0$ ($F(D) > 0$).

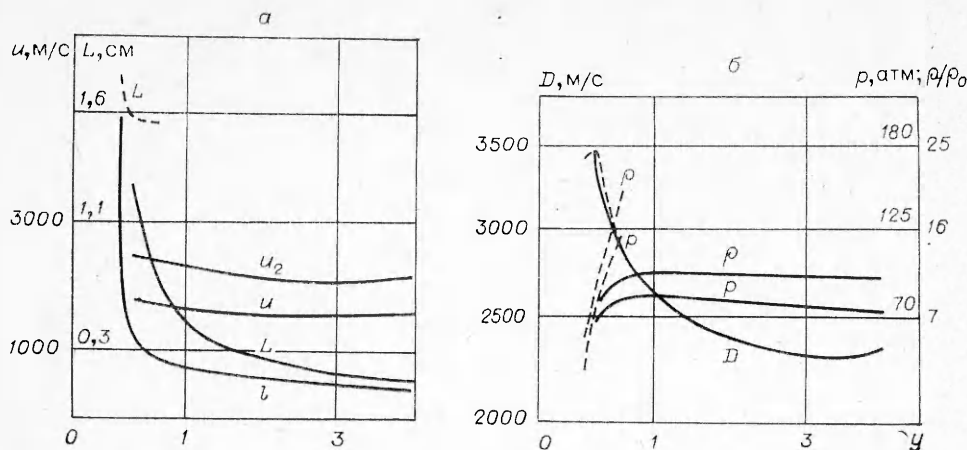


Рис. 4. Зависимость основных параметров в точке Жуге от соотношения окислитель — горючее перед фронтом волны.

Устойчивость — важный критерий при решении вопроса о возможности осуществления стационарного режима на практике в случае неоднозначности. По-видимому, скорость волны будет зависеть от источника инициирования детонации. Если она инициируется слабой УВ, то D должна расти, приближаясь к D_2 снизу. Если в какой-то момент времени после образования поверхности Жуге $D > D_2$, то реализуется режим полного выгорания. Точно ответить на этот вопрос можно, решив нестационарную задачу.

5. На рис. 4 представлены численные значения параметров в точке Жуге при различных γ , $d_0 = 100$ мкм. Если $\gamma < 1/9$, то говорить о гетерогенной детонации нельзя. В этом случае $M < 1$, в точке полного испарения капель в некоторых случаях длина зоны индукции больше $|x_1|$. Для $1/9 < \gamma < 1/4$ осуществляется единственный режим полного выгорания (штриховые линии на рис. 4). Если $1/4 < \gamma < 7/12$, то возможны два стационарных режима, причем D_{\max} соответствует полному выгоранию капель. При $\gamma > 7/12$ режим недогорания единственный. Следует отметить, что с ростом γ скорость падает вследствие уменьшения длины зоны реакции L и увеличивающегося недогорания, что связано с разгоном газа к-фазой. Если решение неоднозначно, длина зоны индукции l при переходе от одного стационарного режима к другому меняется незначительно, так как интервал $|D_3 - D_2| < 50$ м/с, а длина зоны при недогорании составляет 46—76% L полного выгорания. Во всех проведенных расчетах скорость капель в точке Жуге оказалась больше скорости газа.

Выводы. Построена замкнутая модель стационарной детонации гетерогенной (газ — капели) смеси; исследована структура дозвуковой и сверхзвуковой зон, обнаружено значительное недогорание к-фазы в точке Жуге при некоторых начальных соотношениях окислитель — горючее. Выяснилось, что при $30 < d_0 < 300$ мкм скорость капель относительно фронта в точке Чепмена — Жуге при недогорании больше скорости газа, а скорость детонации слабо зависит от начального диаметра капели; в зависимости от соотношения горючее — окислитель могут существовать два либо один стационарный режим. Причем большая скорость детонации соответствует полному выгоранию капель (в работах [4, 5] число режимов только нечетное).

В заключение автор благодарит В. В. Митрофанова и С. А. Ждана за обсуждения и внимание к работе.

Поступила в редакцию 27/IV 1983,
после доработки — 2/1 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 5, 3.
2. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ПМТФ, 1970, 5.
3. А. В. Пинаев, ФГВ, 1978, 14, 1.
4. Н. М. Кузнецов. ЖЭТФ, 1967, 52, 51.
5. Н. М. Кузнецов. ПМТФ, 1968, 1.
6. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1.
7. V. V. Mitrofanov, A. V. Pinaev, S. A. Zhdan. Acta Astronautica, 1979, 1.
8. Б. Е. Гельфанд.— В кн.: Детонация. Черноголовка, 1977.
9. Стрелов. РТК, 1969, 2.
10. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.

РАСЧЕТ ИНИЦИИРОВАНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ В ТРУБЕ ВЗРЫВОМ ВОДОРОДОКИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ

Д. В. Воронин, С. А. Ждан
(Новосибирск)

Теоретические исследования нестационарных процессов, происходящих при инициировании гетерогенной (газ — капли) детонации начались, по-существу, в последнее время. В работе [1] по математической модели, сформулированной в рамках механики двухфазной многоскоростной сплошной среды [2], рассчитана динамика выхода на режим самоподдерживающейся гетерогенной детонации при точечном инициировании. Задача о взрыве заряда конденсированного ВВ в газокapельной реагирующей среде поставлена и решена в [3].

Цель данной работы — выяснить при математическом моделировании (в квазиодномерной постановке) вопрос о влиянии объемной плотности энергии инициатора на энергию инициирования гетерогенной (газ — капли) детонации в трубе. Из известных источников инициирования варьирование в широких пределах объемной плотности энергии инициатора конструктивно реализуется только для газовых реагирующих смесей. Этот факт послужил основной причиной выбора в качестве инициатора газовой смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Дано сравнение некоторых результатов расчетов с экспериментом [4], проведенным для монодисперсного распыла капель гептана диаметром $d_0 = 1400$ мкм в воздухе и кислороде. Определены критические параметры инициирования гетерогенной детонации в трубе.

Постановка задачи. Труба диаметром d разделена диафрагмой на две части: секцию инициирования длиной L_0 , которая заполнена газовой реагирующей смесью при давлении p_{01} , и секцию, заполненную монодисперсной аэрозвесью капель жидкого горючего (диаметр капель d_0 , объемная концентрация α_{20}) в газообразном окислителе с давлением p_0 и плотностью ρ_0 . При подрыве инициирующей смеси у торца трубы по ней распространяется детонационная волна (ДВ), которая в некоторый момент времени выходит на границу раздела газ — двухфазная смесь. Рассмотрим поведение двухфазной реагирующей среды в последующие моменты времени.

При описании движения продуктов детонации (ПД) инициирующей смеси в трубе использовались уравнения из [5], сформулированные в предположении, что продукты детонации в каждой точке имеют равновесный химический состав и подчиняются приближенному уравнению химического равновесия [6]. Одномерное движение в трубе аэрозвеси капель с газообразным окислителем в области между контактной поверхностью и фронтом ударной волны (УВ) описывается уравнениями, основанными на модели двухфазной многоскоростной сплошной среды