

4. В. А. Гриднева, А. И. Корнеев, В. Г. Трушков. МТТ, 1977, 1, 146.
5. В. А. Жданов, А. В. Жуков. ПМТФ, 1978, 5, 139.
6. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975, с. 113—114.
7. Б. Николс.— В кн.: Численные методы в механике жидкости. М.: Мир, 1973.
8. М. Л. Уилкинс.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967.

Поступила в редакцию 20/VI 1985

ИССЛЕДОВАНИЕ АДИАБАТ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДВУХФАЗНОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. Е. Медведев, А. В. Федоров, В. М. Фомин
(Новосибирск)

Известно большое количество работ по исследованию двухфазной гетерогенной детонации (обзор литературы по этому вопросу дан в [1]). Но до сих пор недостаточно полно изучены особенности детонационных волн (ДВ) в двухфазных средах, что связано с многообразием и сложностью релаксационных процессов в зоне реакции.

В данной работе исследовано влияние неравновесности двухфазного течения (степени выгорания частиц, скоростного отставания фаз и различия температур газа и частиц) на параметры гетерогенной детонации. Наличие трех параметров неравновесности приводит, вообще говоря, к немонокотному поступлению тепла к газу даже при монотонном тепловыделении на частицах в результате химических реакций. При этом, как известно [2], могут реализоваться режимы неидеальной детонации. В [3] предложена модель неидеальной детонации в двухфазной взвеси частиц унитарного топлива, где немонокотность тепловыделения обусловлена двухфракционностью частиц. Неидеальность приводит к трудностям в выборе скорости детонации и положения плоскости Чепмена — Жуге. Для расчетов детонации в газовзвесах предложены следующие правила выбора положения плоскости Чепмена — Жуге:

- а) место полного выгорания капель [4];
- б) плоскость дробления и воспламенения капель [5, 6];
- в) из условий равенства скоростей фаз и равенства числа Маха по газу $M_1 = 1$ [7];
- г) с использованием условия приближенного химического равновесия и $M_1 = 1$ [8];
- д) с использованием «метода стрельб» и условия ограниченности градиентов в зоне реакции, т. е. считалось, что точка Чепмена — Жуге — седловая особая точка системы, в которой $M_1 = 1$ [9, 10];
- е) для детонации в реагирующем газе с инертными, неиспаряющимися частицами в зависимости от соотношения характерных времен релаксации скоростей фаз τ_w , теплообмена между фазами τ_e и тепловыделения τ_q — по одной из четырех возможных равновесно-замороженных скоростей звука [11].

Общее, что объединяет эти правила, — плоскость Чепмена — Жуге совпадает с точкой, в которой $M_1 = 1$, кроме правила е).

Предложенное в данной работе правило выбора скорости детонации и местоположения плоскости Чепмена — Жуге основано на требовании разрешимости интегралов движения газовзвеси во всей области течения и однозначной разрешимости в точке Чепмена — Жуге. Использовалось условие $u = a_f$, где u — среднемассовая скорость газовзвеси; a_f — замороженная по релаксационным параметрам двухфазного потока скорость звука в среде. При этом $M_1 \neq 1$. Для детонации в реагирующем газе с

инертными частицами возможность несовпадения плоскости Чепмена — Жуге с точкой $M_1 = 1$ показана в [11].

Для анализа детонационных процессов в газовзвесах рассмотрим простую модель, которая, не учитывая кинетику релаксационных процессов, давала бы качественную картину изменения параметров течения между ударным фронтом и плоскостью Чепмена — Жуге. Влияние кинетики химической реакции горения на структуру гетерогенной детонации рассмотрено в [12].

Пусть в газовзвеси частиц конденсированного горючего в атмосфере газообразного окислителя, описываемой в рамках модели двухфазной реагирующей среды [1], протекает экзотермическая реакция горения частиц с образованием конденсированных и газообразных продуктов реакций. Сделаем следующие допущения относительно свойств компонентов двухфазной среды: газ и газообразные продукты реакций имеют одинаковые теплофизические свойства и являются идеальным политропным газом; частицы горючего и конденсированные продукты реакций имеют одинаковые теплофизические свойства, частицы несжимаемы; количество выделившейся теплоты пропорционально массе конденсированных веществ; газовзвесь монодисперсна, частицы не дробятся и не коагулируют.

При сделанных допущениях рассмотрим задачу о стационарной одномерной детонации в реагирующей газовзвеси. Пусть по покоящейся равновесной двухфазной среде газа (индекс 1) и частиц (индекс 2) с постоянной скоростью D распространяется ударная волна (УВ). За ней в смеси начинается химическая реакция, релаксационные процессы выравнивания скоростей и температур фаз.

В системе координат с неподвижной УВ интегральные уравнения сохранения массы, импульса и энергии двухфазной реагирующей среды, записанные для смеси в целом, имеют вид:

$$\rho_1 u_1 + \rho_2 u_2 = \rho_0 D, \quad (1a)$$

$$\rho_1 u_1^2 + \rho_2 u_2^2 + p = \rho_0 D^2 + p_0, \quad (1b)$$

$$\rho_1 u_1 \left(h_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) + \rho_2 u_2 \left(h_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) = \left(\rho_{10} h_{10} + \rho_{20} h_{20} + \rho_0 \frac{D^2}{2} \right) D. \quad (1v)$$

Здесь ρ_i , u_i , h_i — плотность, скорость и удельная энтальпия i -й фазы ($i = 1, 2$); p — давление; индексом 0 обозначены начальные значения соответствующих величин; $\rho_0 = \rho_{10} + \rho_{20}$.

Уравнения состояния фаз имеют вид:

$$p = R_1 \rho_1 T_1 / m_1, \quad \rho_2^0 = \text{const}, \quad (2)$$

$$h_1 = c_{p1} T_1, \quad h_2 = c_2 T_2 + m_2 p / \rho_2 + q,$$

где R_1 — газовая постоянная; c_{p1} — удельная теплоемкость газа; T_i — температура i -й фазы ($i = 1, 2$); $q = \text{const} \geq 0$ — тепловой эффект реакции на единицу массы частиц; m_i — объемная доля i -й фазы ($m_2 = \rho_2 / \rho_2^0$, ρ_2^0 — истинная плотность частиц; $m_1 + m_2 = 1$).

Введем следующие безразмерные функции: $V = \rho_0 / \rho$ и $H = h / (p_0 / \rho_0)$ — удельные объем и энтальпия смеси, $U = u / D$ — ее скорость ($\rho = \rho_1 + \rho_2$, $u = (\rho_1 u_1 + \rho_2 u_2) / \rho$, $h = (\rho_1 u_1 h_1 + \rho_2 u_2 h_2) / (\rho u)$), $P = p / p_0$ — давление; параметры: $\chi = c_2 / c_{p1}$ — отношение теплоемкостей фаз; $M_{10} = D / a_{10}$ — число Маха УВ по газу ($a_{10} = \sqrt{\gamma R_1 T_0}$ — начальная скорость звука в газе, T_0 — начальная температура газовзвеси, γ — отношение удельных теплоемкостей газа), $\kappa = q / a_{10}^2$ — безразмерная теплота реакции, $\xi_0 = \rho_{10} / \rho_0$ — начальная массовая доля газа в смеси. Введем также параметры, описывающие релаксационные процессы, протекающие в газовзвеси: $s = (d / d_0)^3$ — относительный объем частицы ($0 \leq s \leq 1$, d , d_0 — текущий и начальный диаметры частиц), $v = u_2 / u_1$, $\tau = T_2 / T_1$ — отношения скоростей и температур фаз ($v > 0$, $\tau > 0$).

Система (1) с уравнениями состояния (2) относительно искомых функций U, P, V будет замкнутой после определения релаксационных параметров $s = s(x), v = v(x), \tau = \tau(x)$ ($x \geq 0$ — расстояние от УВ) из решения соответствующих релаксационных уравнений, дополненных начальными условиями при $x = 0$, и после задания скорости УВ D .

Считаем значения s, v и τ известными. Рассмотрим вопрос выбора величины D и разрешимости уравнений (1), (2). Из (1а) видно, что $U = V$. После некоторых преобразований из (1) и (2) получим уравнение ударной адиабаты смеси

$$H(P, V; s, v, \tau) - H_0 = \frac{1}{2} (P - 1) \frac{1 - f(s, v) V^2}{1 - g(s, v) V}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} H(P, V; s, v, \tau) &= [\alpha(s, v, \tau) V + \beta(s, v, \tau)] P + \varphi(s); \\ H_0 &= \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{1 - \xi_0}{\xi_0} \chi + 1 \right) m_{10} + m_{20} + \gamma m_{10} \frac{1 - \xi_0}{\xi_0} \kappa; \\ \alpha(s, v, \tau) &= \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{[v + (1 - v)] [v\chi\tau + (1 - v)]}{(1 - v)v}; \quad v = (1 - \xi_0) s; \\ \beta(s, v, \tau) &= \left[1 - \frac{\alpha(s, v, \tau)}{v + (1 - v)v} \right] m_{20} s; \quad \varphi(s) = \gamma m_{10} \frac{1 - \xi_0}{\xi_0} \kappa s; \\ g(s, v) &= [v + (1 - v)v] [v + (1 - v)] / v; \\ f(s, v) &= [v + (1 - v)v]^2 [v^2 + (1 - v)] / v^2. \end{aligned}$$

В разрешенном относительно P виде уравнение (3) имеет вид

$$\begin{aligned} P = F(s, v, \tau; V) &\equiv \frac{(1 - fV^2)/(1 - gV) + 2\psi(s, v)}{(1 - fV^2)/(1 - gV) - 2(\alpha V + \beta)}, \quad (3') \\ \psi(s, v) &= \varphi(s, v) - H_0. \end{aligned}$$

Из (1а) и (1б) получим уравнение линии Релея—Михельсона:

$$P = R(s, v, M_{10}^2; V) \equiv 1 + \frac{\gamma m_{10}}{\xi_0} M_{10}^2 [1 - g(s, v) V]. \quad (4)$$

В дальнейшем необходимы следующие определения.

1. Назовем функцию (3') трехпараметрическим семейством ударной адиабаты смеси $P = F(s, v, \tau; V)$.

2. Трехпараметрическим семейством линии Релея—Михельсона $P = R(s, v, M_{10}^2; V)$ назовем функцию (4).

3. Замороженной ударной адиабатой смеси и замороженной линией Релея—Михельсона назовем функции $P = F(1, v_f, \tau_f; V)$ и $P = R(1, v_f, M_{10}^2; V)$ соответственно, где $v_f = v_f(V), \tau_f = \tau_f(P, V)$ — значения параметров на фронте УВ.

Соотношение на фронте УВ в двухфазной среде с замороженными химическими реакциями [13, 14] с точностью до членов порядка $m_{20}/m_{10}^2 \times \rho_{10}/\rho_2^c \ll 1$ дают следующие значения параметров:

$$v_f = 1 - (1 - \xi_0) V / \xi_0 V, \quad \tau_f = v_f / P.$$

Тогда рассматриваемые соотношения имеют соответственно вид

$$P = \frac{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} [1 - (1 - \xi_0) V] - \xi_0 V}{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \xi_0 V - [1 - (1 - \xi_0) V]}, \quad (5)$$

$$P = 1 + \gamma m_{10} M_{10}^2 (1 - V) / [1 - (1 - \xi_0) V]. \quad (6)$$

Выражение (5) в различных формах ранее получено в [15—18]. Формула (6) не является прямой из-за различия скоростей фаз за фронтом УВ. Состояние за УВ находится из условия пересечения (5), (6). В работе

[15] оно определялось по пересечению вспомогательной адиабаты и прямой, отличной от (6).

4. Равновесными назовем функции

$$P = F(s, 1, 1; V); \quad (7)$$

$$P = R(s, 1, M_{10}^2; V). \quad (8)$$

При $s = 0$ их называют [15] детонационными ((7'), (8')), при этом (8') совпадает с (8).

5. Равновесной по скоростям ударной адиабатой смеси назовем функцию

$$P = F(s, 1, \tau; V). \quad (9)$$

6. Равновесной по температурам ударной адиабатой смеси назовем функцию

$$P = F(s, v, 1; V). \quad (10)$$

Так как (4) не зависит от τ , то равновесная по скоростям и температурам линия Релея — Михельсона совпадает с (8). При полном выгорании частиц ($s = 0$) значения параметров v и τ можно не задавать. Функции (7), (7') и соответствующие им (8), (8') рассматривались в [15—19], а в [18, 19] — также функция (9) без учета [18] и с учетом объемной доли частиц [19].

Рассмотрим течение с малым скоростным отставанием фаз. Пусть $v = 1 + \varepsilon$, $\varepsilon^2 \ll 1$, тогда, удерживая члены порядка ε , получим из (3') уравнение ударной адиабаты смеси с малым скоростным отставанием фаз

$$P = \frac{V + 1 + 2\psi(s)}{[1 - 2\bar{\alpha}(s, \varepsilon, \tau)]V + 1 - 2\beta(s, \varepsilon, \tau)}, \quad (11)$$

$$\bar{\alpha}(s, \varepsilon, \tau) = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{1 - v\varepsilon}{1 - v} [v\chi\tau + (1 - v)]_x$$

$$\bar{\beta}(s, \varepsilon, \tau) = \left\{ 1 - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{1 - \varepsilon}{1 - v} [v\chi\tau + (1 - v)] \right\} m_{20}s.$$

Линия Релея — Михельсона в случае малого скоростного отставания фаз совпадает с (8).

На рис. 1 для $\gamma = 1,4$, $\xi_0 = 0,5$, $\chi = 1$, $\kappa = 2$, $m_{20} = 10^{-3}$ приведены: 1 — (7), 2 — (5), 3 — (7'), штриховая кривая — (6) при $M_{10} = 2,4$, штрихпунктирная прямая — (8') при $M_{10} = 2,4$. Точки пересечения (5) и (6) дают состояние среды до (точка a) и за (b) ударной волной. Точка c пересечения (7) и (8') дает состояние среды с негорящими частицами

($s = 1$) после установления скоростного ($v = 1$) и температурного ($\tau = 1$) равновесий фаз за УВ с интенсивностью $M_{10} = 2,4$. Точка d касания (7') и (8') определяет состояние среды в точке выгорания частиц ($s = 0$), d — точка Чепмена — Жуге, где $M_1 = 1$, при этом для данных параметров среды $M_{10} = 2,4$. Отметим, что при $P \rightarrow +\infty$ адиабаты имеют следующие асимптоты: (5) — $V = (\gamma - 1)/(\gamma + 1 - 2\xi_0)$, (7') — $V = (\gamma - 1)/(\gamma + 1)$, (7) — $V = [1 - 2\beta(s, 1, 1)]/[2\alpha(s, 1, 1) - 1] < (\gamma - 1)/(\gamma + 1)$.

В газовой детонации известно условие Чепмена — Жуге [20] отбора скорости D (или M_{10}), обеспечивающее распространение стационарной самоподдержива-

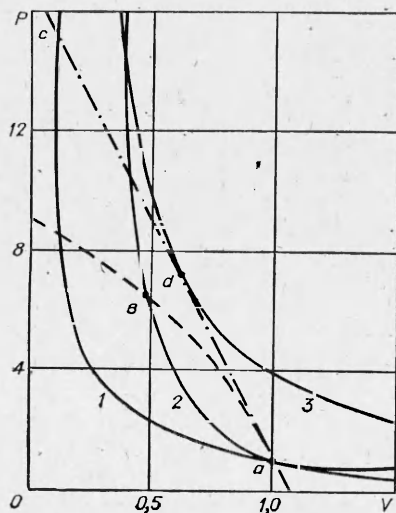


Рис. 1.

ющей детонации. По аналогии с газовой детонацией выбор скорости гетерогенной детонации определим следующим образом.

7. Скорость детонации Чепмена — Жуге в двухфазной реагирующей среде определяется из условия равенства среднемассовой скорости потока и замороженной скорости звука в среде: $u = a_f$.

Величина a_f находится по известной методике [21] из системы (1):

$$a_f(s, v, \tau; p, \rho) = \sqrt{\frac{(\partial h / \partial p)_{p, s, v, \tau}}{f(s, v) / \rho - g(s, v) (\partial h / \partial p)_{p, s, v, \tau}}}$$

Согласно определению 7, замороженное число Маха смеси, которое находится по формуле

$$M_f(s, v, \tau, M_{10}^2; P, V) = \sqrt{\frac{\gamma m_{10} M_{10}^2}{\xi_0} \cdot \frac{\alpha(s, v, \tau) \cdot g(s, v) - f(s, v) + \frac{\beta(s, v, \tau)}{V}}{\alpha(s, v, \tau)}} \cdot \frac{V}{P}$$

в точке Чепмена — Жуге равно единице.

Сравнение M_f и M_1 , проводимое по формуле

$$M_1(s, v, \tau, M_{10}^2; P, V) = \sqrt{\frac{\gamma m_{10} M_{10}^2}{\xi_0} \cdot \frac{(1-v)[v + (1-v)v]}{\gamma v} \cdot \frac{V^2}{V - \omega(s, v)}} \cdot \frac{1}{P}$$

($\omega(s, v) = m_{20}s/[v + (1-v)v]$), показывает, что в точке Чепмена — Жуге справедливо следующее: при $v > v_*$ течение по газу дозвуковое, при $v < v_*$ сверхзвуковое, при $v = v_*$ или $s = 0$ звуковая точка по газу совпадает с точкой Чепмена — Жуге. Здесь $v_* = (a + \sqrt{a^2 + 4b})/2$,

$$a = \gamma/(\gamma + 1) \cdot \left(1 + \frac{v}{1-v} b\right), \quad b = \chi \tau.$$

Таким образом, наличие скоростной неравновесности может привести к сверхзвуковой по газу области течения в окрестности точки Чепмена — Жуге. В работах [9, 10] сверхзвуковая область течения при стационарной детонации получена за счет немоности выделения тепла.

При малом скоростном отставании фаз выбор скорости детонации по определению 7, как и газовой детонации [20], обеспечивает касание (11) и (8) в одной точке. В этом случае

$$M_{10}(s, \varepsilon, \tau) = \sqrt{\frac{\xi_0}{\gamma m_{10}} \left(\sqrt{\bar{\delta}(s, \varepsilon, \tau) + \bar{\sigma}(s, \varepsilon, \tau)} + \sqrt{\bar{\sigma}(s, \varepsilon, \tau)} \right)}, \quad (12)$$

$$\bar{\delta}(s, \varepsilon, \tau) = -\frac{\bar{\alpha}}{\bar{\alpha} + \bar{\beta} - 1}, \quad \bar{\sigma}(s, \varepsilon, \tau) = -\frac{(\bar{\alpha} - \bar{\beta}) + (2\bar{\alpha} - 1)\psi}{2(\bar{\alpha} - \bar{\beta} - 1)^2}$$

Здесь $\bar{\alpha}$, $\bar{\beta}$ и ψ — функции релаксационных параметров s , ε и τ .

Для малой объемной доли частиц ($m_{20} \ll 1$), большом тепловом эффекте реакции ($\chi \gg 1$), большой степени выгорания частиц ($s^2 \ll 1$) и малом скоростном отставании фаз из (12) получается приближенная формула

$$M_{10}(s, \varepsilon, \tau) \approx \sqrt{2\xi_0 [\chi + (1-s)(1-\xi_0)\chi] [(\gamma + 1) - 2\gamma^2 s(1-\xi_0)(\chi\tau - \varepsilon)]}. \quad (13)$$

Выражение (12) при полном выгорании частиц ($s = 0$) сводится к зависимости, полученной в [16, 17]. При $m_{20} \ll 1$ и равенстве скоростей фаз ($\varepsilon = 0$) (12) совпадает с полученной в [18]. Для разной степени завершенности релаксационных процессов из (12) при $\varepsilon = 0$ получаются формулы для скорости детонации [19].

Из соотношений (12), (13) становится очевидной следующая зависимость M_{10} от параметров двухфазного потока: 1) увеличение (уменьшение) ε , $\xi_0 = 1 - \xi_0$ (при условии постоянства степени выгорания s) увеличивает (уменьшает) M_{10} ; 2) увеличение (уменьшение) τ , s уменьшает (увеличивает) M_{10} .

Согласно определению 7, скорость детонации Чепмена — Жуге в общем случае определяется формулой

$$M_{10}(s, v, \tau) = \sqrt{\frac{\xi_0}{\gamma m_{10}}} (\sqrt{\delta(s, v, \tau) + \sigma(s, v, \tau)} + \sqrt{\sigma(s, v, \tau)}), \quad (14)$$

$$\sigma(s, v, \tau) = -0,5 [\alpha(\alpha - \beta g) + (2\alpha g - f)(\beta + \psi)] / \pi^2 - \delta/2,$$

$$\delta(s, v, \tau) = -\alpha/\pi, \quad \pi = \sqrt{(\alpha - \beta g)^2 - (2\alpha g - f)(1 - 2\beta)}.$$

На рис. 2 для $\gamma = 1,4$, $\xi_0 = 0,5$, $\chi = 1$, $\kappa = 2$, $m_{20} = 10^{-3}$, $s = 0,5$, $\tau = 1,2$, $v = 1,8$ приведены графики: 1 — уравнение (4) при $M_{10} = 1,91$, 2 и 3 — ветви (3'). Уравнение (3') имеет два разрыва второго рода в точках

$$V_{1,2} = \frac{(\alpha - \beta g) \pm \sqrt{(\alpha + \beta g)^2 - 2(\alpha + \beta g) + f}}{2\alpha g - f}.$$

В случае равенства скоростей фаз ($v = 1$) имеется только один разрыв при $V = (1 - 2\beta)/(2\alpha - 1)$. Левая ветвь (она не изображена на рис. 2) не соответствует физике рассматриваемых явлений, так как на ней $P < 0$.

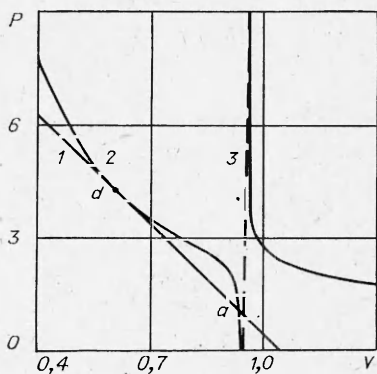


Рис. 2.

Участок правой ветви при $P > 1$ и $V < 1/g$ не соответствует физическому смыслу, так как из (4) следует, что $(P - 1)/(1 - gV) > 0$. При $v \neq 1$ (4) не проходит через начальную точку $V = 1$, $P = 1$, так как в начальном состоянии $v = 1$. Линии (3') и (4) пересекаются в точке a с координатами $V = 1/g$ и $P = 1$, эта точка лишняя из-за неравенства функций f и g при $v \neq 1$. В случае $v = 1$ (3') не проходит через точку a в силу уравнения (3'). Точка c касания (3') и (4) соответствует ЧЖ. Легко проверить (по определению 7), что в точке касания d $M_f = 1$, а наклон (4) определяет скорость детонации Чепмена — Жуге, которая дается

формулой (14). При данных параметрах задачи $M_{10} = 1,91$.

Зависимость M_{10} от s при $\gamma = 1,4$, $\xi_0 = 0,5$, $\chi = 1$, $m_{20} = 10^{-3}$, $\kappa = 2$, $v = 3,209$, $\tau = 0,4906$ приведена ниже

s	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2	0,1	0,0
M_{10}	2,45	2,49	2,52	2,53	2,53	2,51	2,49	2,46	0,43	2,40

Видно, что при достаточном большом скоростном отставании фаз M_{10} немонотонно зависит от s . Отсюда вытекает возможность существования таких режимов течения газозвеси, скорость детонации в которых уже не определяется по конечному равновесному состоянию смеси при $s = 0$, а зависит от динамики релаксационных процессов. Например, если в некоторой точке потока с указанными выше параметрами $s = 0,6$, $v = 3,209$, $\tau = 0,4906$, то при $M_{10} = 2,53$ эта точка будет внутренней точкой Чепмена — Жуге. Но по состоянию в точке выгорания частиц $s = 0$ (по конечному равновесному состоянию) это будет пересжатая детонация.

В таблице для параметров $\gamma = 1,4$, $\xi_0 = 0,5$, $\chi = 1$, $m_{20} = 10^{-3}$, $\kappa = 2$, $s = 0,1$ приведена зависимость M_{10} от v и τ .

Таким образом, скорость детонации Чепмена — Жуге зависит от параметров s , v , τ . В точке равновесия смеси $x = x_* \leq +\infty$, когда горение прекратится (конечный размер частиц $s_* \geq 0$), $v = \tau = 1$, $M_{10}^* = M_{10}(s_*, 1, 1)$. Если для любого x ($0 < x < x_*$) скорость, определяемая по формуле (14),

$$M_{10}(s(x), v(x), \tau(x)) \leq M_{10}^*,$$

то законы сохранения (1) разрешимы на всем интервале $0 < x < x_*$ и 120

v	M_{10} при τ									
	0,75	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
0,8	2,24	2,22	2,17	2,12	2,08	2,03	2,00	1,96	1,92	1,88
1,0	2,27	2,24	2,19	2,14	2,10	2,05	2,01	1,97	1,94	1,90
1,2	2,29	2,26	2,21	2,16	2,12	2,07	2,03	1,99	1,95	1,92
1,4	2,30	2,28	2,23	2,18	2,13	2,09	2,05	2,01	1,97	1,93
1,6	2,32	2,28	2,24	2,19	2,15	2,10	2,06	2,02	1,98	1,95
1,8	2,34	2,31	2,26	2,21	2,16	2,12	2,08	2,04	2,00	1,96
2,0	2,35	2,32	2,27	2,22	2,18	2,13	2,09	2,05	2,01	1,97
2,2	2,36	2,34	2,28	2,24	2,19	2,14	2,10	2,06	2,02	1,98
2,4	2,38	2,35	2,30	2,25	2,20	2,15	2,11	2,07	2,03	2,00
2,6	2,38	2,36	2,31	2,26	2,21	2,16	2,12	2,08	2,04	2,00

существует режим идеальной детонации при $M_{10} = M_{10}^*$, определяемый по конечному равновесному состоянию смеси в точке $x = x_*$. Если существует такое $x_0 \in (0, x_*)$, для которого

$$M_{10}^0 = M_{10}(s(x_0), v(x_0), \tau(x_0)),$$

то режим неидеальной детонации Чепмена — Жуге существует при $M_{10} = M_{10}^0$. По конечному равновесному состоянию среды это будет пересжатая детонация, так как $M_{10}^0 > M_{10}^*$, но во внутренней точке $x = x_0$ реализуется режим нормальной детонации. Для выяснения вопроса существования такой точки x_0 необходимо найти функции $s = s(x)$, $v = v(x)$, $\tau = \tau(x)$ из решения соответствующих релаксационных уравнений совместно с законами сохранения (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Ивандаев, А. Г. Кутушев, Р. И. Нигматулин. — В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. Т. 16. М.: ВИНТИ, 1981.
2. Н. М. Кузнецов. ЖЭТФ, 1967, 52, 1.
3. А. А. Борисов, Б. С. Ермолаев, Б. А. Хасанов. Хим. физика, 1983, 2, 8.
4. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1970, 6, 3.
5. С. А. Губин, А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1978, 14, 1.
6. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, А. В. Губанов. Archivum Combustionis, 1981, 1, 3/4.
7. А. В. Пинаев. ФГВ, 1978, 14, 1.
8. Ю. А. Николаев, П. А. Фокин. ФГВ, 1984, 20, 4.
9. Д. В. Воронин. ФГВ, 1984, 20, 4.
10. Д. В. Воронин, В. В. Митрофанов. ФГВ, 1985, 21, 5.
11. И. М. Кузнецов, В. А. Коптев. Докл. АН СССР, 1985, 282, 4.
12. А. Е. Медведев, А. В. Федоров, В. М. Фокин. ФГВ, 1984, 20, 2.
13. G. Rudinger. AIAA J., 1965, 3, 7.
14. Р. И. Нигматулин. Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, 5.
15. Р. И. Нигматулин, П. Б. Вайнштейн, И. Ш. Ахатов и др. — В кн.: Хим. физ. процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
16. Р. И. Нигматулин, П. Б. Вайнштейн, И. Ш. Ахатов. — В кн.: Хим. физ. процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1980.
17. И. Ш. Ахатов, П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматулин. Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, 5.
18. В. М. Кудинов, Б. И. Паламарчук, С. Г. Лебедь и др. — В кн.: Хим. физ. процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
19. Б. И. Паламарчук, В. М. Кудинов, В. А. Вахненко и др. — В кн.: Хим. физ. процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1980.
20. А. Ф. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва/Под ред. К. П. Стапоковича. М.: Наука, 1975.
21. В. В. Сычев. Дифференциальные уравнения термодинамики. М.: Наука, 1981.

Поступила в редакцию 17/1 1986,
после доработки — 14/IV 1986