

3. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
4. Страусс В. А. Исследование детонации смесей алюминиевого порошка с кислородом // РТК.— 1968.— 6, № 9.— С. 159—164.
5. Селиванов В. В., Соловьев В. С., Сысов Н. Н. Ударные и детонационные волны. Методы исследования.— М.: Изд-во МГУ, 1990.— С. 261.
6. Бейкер У., Кокс П., Уэстайн П. и др. Взрывные явления. Оценка и последствия.— М.: Изд-во Мир, 1986.— Т. I.— С. 319.
7. Shimpi S. A. The blast waves produced by bursting spheres with simultaneous or delayed explosion or implosions of the contents: Ph. D. Thesis, Univ. Illinois at Urbana-Champaign, 1978.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 5/XII 1991

УДК 534.222.2

А. Е. Медведев

ДЕТОНАЦИЯ В РЕЛАКСИРУЮЩЕМ ГАЗЕ С ДВУМЯ РЕАКЦИЯМИ ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ

На основе упрощенной релаксационной кинетики исследуется стационарная одномерная детонация в релаксирующем газе с двумя реакциями теплотыделения. Предложен математический алгоритм нахождения скорости детонации Чеммена — Жуге. Определены критические значения параметров (характерные времена релаксации и теплотыделений), при которых реализуются различные режимы самоподдерживающейся детонации. Дана оценка на характерные времена кинетических процессов, при которых в среде реализуется самоподдерживающаяся двухфронтная детонация.

В [1—3] рассмотрена модель релаксирующего газа с теплотыделением и предложено правило отбора стационарного режима детонации. Дальнейшее исследование этой модели проведено в [4—5]. В данной работе на основе модели [1] рассмотрена детонация в релаксирующем газе с двумя реакциями теплотыделения, кроме этого, в отличие от [4—5], исследуется иной вид кинетического уравнения релаксации. Это позволило определить критические значения параметров, определяющих качественно различные режимы детонации. Показано, что наличие двух реакций теплотыделения в среде при определенном соотношении времени релаксации и теплотыделения является достаточным условием реализации двухфронтных режимов детонации.

Двухфронтные режимы детонации экспериментально и численно получены в [6, 7] для детонации в среде этилен — кислород с алюминиевыми частицами. В работе [8] найдены в расчетах двухфронтные режимы детонации в газокapельных средах с каплями двух фракций. В [9] двухфронтные режимы детонации получены для среды горючего газа с частицами унитарного топлива. Общее условие существования двух фронтных режимов детонации — наличие двух реакций теплотыделения: в [6, 7, 10] — горение газа и частиц, в [8] — двух фракций капель. Кроме этого для существования двухфронтных режимов детонации необходимы дополнительные условия: в [8] — наличие максимума равновесного теплотыделения в среде и скоростная неравновесность фаз; в [9] теплота сгорания частиц ограничена интервалом $Q^* < Q < Q^{**}$. В данной работе получено обобщенное условие существования двухфронтных режимов детонации в релаксирующем газе с двумя реакциями теплотыделения.

Рассмотрим модель релаксирующего газа [1—3] с двумя реакциями теплотыделения. В системе координат с неподвижной ударной волной уравнения, описывающие стационарное течение газа за скачком уплотнения, в обычных обозначениях имеют вид

$$\frac{u}{v} = \frac{D}{v_0},$$

$$\frac{u^2}{v} + p = \frac{D^2}{v_0} + p_0, \quad (1)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}pv + \frac{u^2}{v} + \varepsilon + (1-\omega)q = \frac{\gamma}{\gamma-1}p_0v_0 + \frac{D^2}{2} + q,$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1-\sigma}{\tau_R}, \quad \frac{d\omega_1}{dt} = \frac{\chi - \omega_1}{\tau_Q}, \quad \frac{d\omega_2}{dt} = \frac{(1-\chi) - \omega_2}{\beta\tau_Q}.$$

При $t=0$ $\sigma = \omega_1 = \omega_2 = 0$. На ударной волне время $t=0$; индекс ноль отвечает состоянию перед ударной волной; D — скорость детонационной волны; $\varepsilon = \nu\sigma p v$ — удельная релаксационная энергия; σ — скорость релаксации; ν — степень релаксации среды; $\omega = \omega_1 + \omega_2$ — скорость тепловыделения в среде; ω_1, ω_2 — неотрицательные и монотонно возрастающие функции, характеризующие скорости тепловыделения первой и второй реакций тепловыделения; q — удельное тепловыделение; τ_R, τ_Q — характерные времена релаксации и тепловыделения; $0 < \chi \leq 1$ — доля первой реакции тепловыделения в общем балансе тепловыделения в среде; $0 < \beta \leq 1$ — отношение характерного времени второй реакции тепловыделения к характерному времени первой реакции.

Введем безразмерные переменные: $\alpha = \tau_R/\tau_Q$ — отношение характерных времен релаксации и тепловыделения; $M_0 = D/\sqrt{\gamma p_0 v_0}$ — число Маха ударной волны; $\kappa = q/(p_0 v_0)$ — безразмерное тепловыделение; $U = u/D$, $V = v/v_0$, $P = p/p_0$ — безразмерные скорость, удельный объем и давление; $\tau = t/\tau_Q$ — безразмерное время. После введения безразмерных переменных и некоторых преобразований система уравнений (1) сводится к следующей:

$$V = V_{\pm}(\lambda) = \frac{\gamma_* (1 + \gamma M_0^2) \pm \sqrt{\Delta(\lambda, M_0^2)}}{(\gamma_* + 1) \gamma M_0^2},$$

$$P = 1 + \gamma M_0^2 (1 - V), \quad U = V, \quad \sigma(\lambda) = 1 - (1 - \lambda)^{1/\alpha}, \quad \omega_1(\lambda) = \chi\lambda, \quad (2)$$

$$\omega_2(\lambda) = (1 - \chi) [1 - (1 - \lambda)^{1/\beta}];$$

$$\lambda = 1 - e^{-\tau}, \quad \gamma_* = \frac{\gamma + (\gamma - 1)\nu\sigma(\lambda)}{1 + (\gamma - 1)\nu\sigma(\lambda)},$$

$$\Delta(\lambda, M_0^2) = \gamma^2 M_0^4 - 2 \left[\frac{\gamma_*^2 - \gamma}{\gamma - 1} + (\gamma_*^2 - 1)\omega\kappa \right] \gamma M_0^2 + \gamma_*^2. \quad (3)$$

На ударной волне $\tau=0$, $\lambda=0$, $V = V_-(0)$; при $\tau \rightarrow +\infty$ $\lambda \rightarrow 1$, $V = V_{\pm}(1)$ (выбор знака для функции $V_{\pm}(\lambda)$ рассмотрим ниже).

Релаксирующий газ, течение которого описывается уравнениями (1) или (2), обладает дисперсией скорости звука

$$C_* = \sqrt{\frac{\gamma_* PV}{\gamma M_0^2}}, \quad (4)$$

т. е. C_* зависит от α . При $\alpha \rightarrow 0$ $C_* = C_e = \sqrt{\gamma_e \gamma PV/M_0^2}$, $\gamma_e = \gamma_*(1)$ (C_e — равновесная скорость звука); при $\alpha \rightarrow +\infty$ $C_* = C_f = \sqrt{PV/M_0^2}$ (C_f — замороженная скорость звука).

В работах [1–3] скорость детонации Чепмена — Жуге определяется (для различных значений параметра α) по минимальному углу наклона прямой Релея в плоскости PV , обеспечивающей касание с детонационной адиабатой максимального тепловыделения, т. е. фактически скорость детонации Чепмена — Жуге M_{0J} — минимальная из всех возможных скоростей $M_0 > 1$, для которых существует решение задачи (2) на всем интервале $\lambda \in [0, 1]$.

Найдем величину M_{0J} указанной выше модели релаксирующего газа для произвольных значений параметров α, β и χ . Система уравнений (2) имеет решение для любого $\lambda \in [0, 1]$, если $\Delta(\lambda, M_0^2) \geq 0$, причем в точке $\lambda = \lambda^0$, где $\Delta(\lambda^0, M_0^2) = 0$, $M_* = U/C_* = 1$. Для наход-

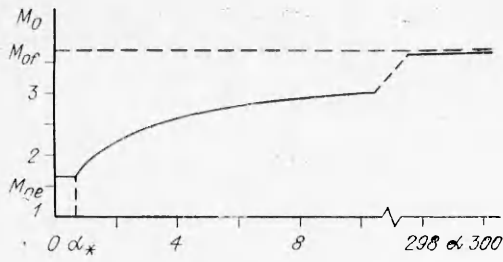


Рис. 1.

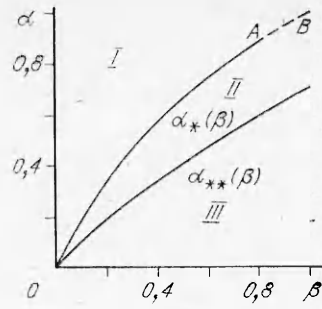


Рис. 3.

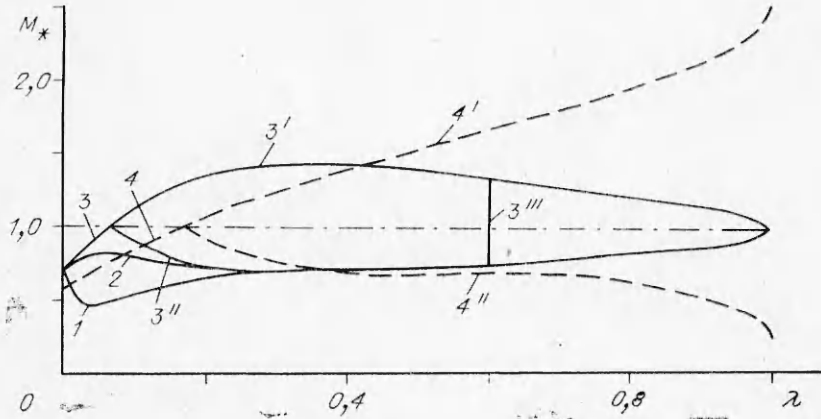


Рис. 2.

дения M_0 получаем систему уравнений

$$\Delta(\lambda, M_0^2) \geq 0, \quad \frac{\partial}{\partial \lambda} \Delta(\lambda, M_0^2) = 0, \quad \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \Delta(\lambda, M_0^2) > 0 \quad (5)$$

на интервале $\lambda \in [0, 1]$.

На рис. 1 приведено найденное значение скорости детонации Чепмена — Жуге M_0 в зависимости от параметра α . Значения остальных параметров: $\gamma = 2$, $\kappa = 4$, $\nu = 2$, $\chi = 0,3$, $\beta = 0,5$. Как и в работах [1—3], при $\alpha \rightarrow 0$ $M_0 = M_{0e}$ и при $\alpha \rightarrow +\infty$ $M_0 = M_{0f}$. Значения равновесной M_{0e} и замороженной M_{0f} скоростей детонации дается зависимостью

$$M_{0i} = \sqrt{a_i + b_i + \nu a_i},$$

где для $i = e$ (равновесная скорость детонации)

$$a_e = \frac{\gamma_e + 1}{2\gamma} \left[\frac{\gamma_e - \gamma}{\gamma - 1} + (\gamma_e - 1) \kappa \right],$$

$$b_e = \gamma_e / \gamma, \quad \gamma_e = \gamma_*(1),$$

для $i = f$ (замороженная скорость детонации)

$$a_f = \frac{\gamma^2 - 1}{2\gamma} \kappa, \quad b_f = 1.$$

Видно, что при $\alpha < \alpha_* = 0,658$ (см. рис. 1) $M_0 = M_{0e}$, а значение замороженной скорости детонации достигается асимптотически при $\alpha \rightarrow +\infty$.

Рассмотрим качественную структуру течения при изменении параметра α . При $\alpha < \alpha_{**}$ реализуется режим детонации с $M_0 = M_{0e}$ с инверсией релаксационной энергии [3], т. е. релаксационная энергия ε в зоне течения имеет локальный максимум. Для M_* этот режим характерен тем, что M_* имеет локальный минимум (рис. 2, 1). При $\alpha_{**} < \alpha < \alpha_*$ реализуется режим детонации ($M_0 = M_{0e}$) с локальным максимумом M_* (рис. 2, 2). Наличие двух реакций тепловыделения (1)

в среде приводит в отличие от [1] к реализации режима двухфронтной детонации при $\alpha = \alpha_*$ со скоростью детонации $M_0 = M_{0c}$ (кривые 3 на рис. 2). При этом решение задачи в области по λ между двумя точками $M_* = 1$ определяется неоднозначно — положение второй ударной волны (линия 3''' на рис. 2), соединяющей верхнюю (3') и нижнюю (3'') ветви решения произвольно (в стационарной постановке задачи).

При $\alpha > \alpha_*$ реализуются режимы детонации с внутренней точкой Чепмена — Жуге ($M_* = 1$, см. рис. 2, 4). По конечному состоянию среды $\lambda = 1$ течение будет дозвуковым $M_* < 1$ (см. рис. 2, 4'') или сверхзвуковым $M_* > 1$ (4'). Реализация дозвукового режима течения при $\lambda \rightarrow 1$ возможна только с поддерживающим поршнем, движущимся со скоростью $M_*(1)$, т. е. дозвуковой режим не является самоподдерживающейся детонацией, а сверхзвуковой, как отмечено в [1—3], самоподдерживающийся и замыкается нестационарным изоэнтропическим течением.

Рассмотрим зависимость реализуемых режимов детонации, указанных на рис. 2, от параметров α и β . На рис. 3 показаны области реализации различных детонационных режимов в координатах α, β ; значения остальных расчетных параметров приведены при описании рис. 1. В области III реализуется режим с инверсией релаксационной энергии ϵ (кривая 1 на рис. 2). В области II — режим детонации с локальным максимумом M_* (кривая 2 на рис. 2). Линия $\alpha_{**}(\beta)$ разделяет области II, III и $\alpha_{**}(1)$ совпадает с параметром α_{**} , рассматриваемым в [1—5]. В области I реализуется режим детонации с одной внутренней точкой Чепмена — Жуге $M_* = 1$ (кривые 4 на рис. 2). Кривая $\alpha_*(\beta)$ разделяет области I, II и $\alpha_*(1) = 1$ совпадает с параметром α_* из [1—5]. Для α и β , лежащих на кривой $\alpha_*(\beta)$ от нуля до точки A, реализуется режим самоподдерживающейся двухфронтной детонации (кривые 3 на рис. 2). Для α и β , лежащих на кривой $\alpha_*(\beta)$ от точки A до B, режим детонации, при котором $M_* < 1$ при $0 \leq \lambda < 1$ и $M_* = 1$, достигается при $\lambda = 1$. Двухфронтной режим детонации возможен только для параметров $\alpha = \alpha_*(\beta)$ и $\beta \in (0, \beta_A)$, где $\beta_A < 1$. Для указанных выше расчетных данных $\beta_A = 0,82$. Функция $\alpha_*(\beta)$ такова, что $\alpha_*(0) = 0$, $\alpha_*(1) = 1$ и $\alpha_*(\beta) > \beta$ при $\beta \in (0, 1)$.

Из сказанного видно, что для существования самоподдерживающейся двухфронтной детонации в релаксирующей среде с двумя реакциями тепловыделения необходимо:

1) достаточно большое различие во временах тепловыделения

$$\beta < \beta_A < 1;$$

2) время релаксации α должно быть больше минимального из времен тепловыделения $\alpha = \alpha_*(\beta) > \beta$ и меньше максимального из времен тепловыделения $\alpha < 1$. Эти условия в размерных переменных следующие:

$$\beta \tau_Q < \tau_R = \tau_Q \alpha_*(\beta) < \tau_Q. \quad (6)$$

Рассмотренная модель двухфронтной детонации не может претендовать на описание детонации в реальных средах. Но она поможет ответить на вопрос о возможности реализации двухфронтных самоподдерживающихся режимов детонации в той или иной среде с помощью оценки по формулам (6) характерных времен процессов. При этом значения $\alpha_*(\beta)$ и β_A определяются в зависимости от конкретного вида кинетики реакций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов Н. М., Копотев В. А. Детонация в релаксирующем газе // Докл. АН СССР.— 1984.— 278, № 4.— С. 861—865.
2. Kuznetsov N. M., Kopotev V. A. Detonation in relaxing gas // Comb. Flame.— 1985.— 61, N 2.— P. 109—118.
3. Кузнецов Н. М., Копотев В. А. Детонация в релаксирующем газе и релаксационная неустойчивость // ФГВ.— 1986.— 22, № 5.— С. 75—86.
4. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Режимы нормальной детонации в релаксирующих средах // Там же.— 1989.— 25, № 1.— С. 119—127.

5. Ершов А. П. Детонация в релаксирующем газе // Там же.— № 2.— С. 112—116.
6. Veysiere B., Bauriannes R., Manson N. Detonation characteristics of two ethylene-oxygen-nitrogen mixtures containing aluminum particles in suspension // *Gasdynamics of Detonations and Explosions*. AIAA Progr. Astron. Aeron.— N. Y., 1981.— V. 75.— P. 423—438.
7. Khasainov B. A., Veysiere B. Analysis of the steady double-front detonation structure for detonable gas laden with aluminum particles // *Second Int. Coll. on Dust Explosions*. Book of Abstracts.— Poland, 1986.— P. 76—78.
8. Воронин Д. В. О существовании двухфронтной детонации в газокapельных системах // *Динамика многофазных сред*.— Новосибирск, 1984.— Вып. 68.— С. 35—43.
9. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Детонационная динамика газовзвесей/СО АН СССР. ИТПМ.— Препр.— Новосибирск, 1987.
10. Копотев В. А., Кузнецов Н. М. К вопросу о существовании стационарных двухфронтных детонационных волн // *Химическая физика процессов горения и взрыва*. Детонация и ударные волны.— Черноголовка, 1986.— С. 139—143.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 25/V 1991

УДК 534.222.2 + 536.46

В. И. Манжалеи

РЕЖИМЫ ДЕТОНАЦИИ ГАЗА В КАПИЛЛЯРАХ

Обнаружен и исследован низкоскоростной режим детонации газа в капиллярах. Структура детонации оказалась состоящей из ударного скачка и пламени, стабилизированного за ним на расстоянии в несколько диаметров канала за счет отсоса газа в погранслои на стенках трубы. Теоретические оценки основного параметра детонации — расстояния от ударного фронта до пламени — совпадают с экспериментом. Обсуждаются пределы и устойчивость низкоскоростной детонации. Приведены экспериментальные результаты и новая трактовка явления галолирующей детонации как автоколебаний между состояниями многофронтной детонации и низкоскоростной детонации вне областей их существования как стационарных объектов.

В классической теории фронт детонации в газах представляется как комплекс, состоящий из ударной волны (УВ) и зоны тепловыделения, разделенных зоной индукции [1]. В эксперименте найдено, что такая структура детонации не реализуется. Вследствие роста малых возмущений [2] возникает многофронтная [3, 4] квазипериодическая система ударных и дефлаграционных скачков, обнаруживаемая во всей области существования детонации [5].

В круглой трубе многофронтная (пульсирующая) структура на нижнем пределе по давлению вырождается в сливовую. Считалось, что при более низких начальных давлениях детонации в гладких трубах не существует [3], за исключением некоторых газовых смесей, в которых в узком диапазоне давлений вблизи предела наблюдался галолирующий режим детонации [6—11].

В поиске новых механизмов детонации обращено внимание на быстрое сгорание газов в узких трубках. Существовали некоторые данные, указывающие на возможность обнаружения новых явлений. Так, в опытах [12] со смесью $\text{H}_2 - \text{O}_2$ в стеклянных капиллярах диаметром 0,25—0,7 мм и щели $0,4 \times 36 \text{ мм}^2$ наблюдалась медленно затухающая детонация со значительно пониженной скоростью. В экспериментах [13] со смесью $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5 \text{ O}_2$ в плоском канале толщиной 0,5 и 1,0 мм свечение распространялось со скоростью, вдвое меньшей скорости самоподдерживающейся детонации в широкой трубе. Канал в [13] изготавливался фрезеровкой, поэтому до выполнения настоящей работы не было ясно, не относятся ли эксперименты [13] к впервые обнаруженной в [4] детонации в шероховатых трубках.