

ника спад параметров за волной от отдельного линейного участка описывается цилиндрической симметрией. Это в свою очередь означает, что в направлении, перпендикулярном стороне треугольного инициатора, параметры газа падают медленнее и, следовательно, период индукции истечет быстрее, что в итоге приведет к большей вероятности возбуждения ДВ.

Таким образом, в работе экспериментально показано, что пространственное распределение энерговыделения оказывает заметное влияние на процесс возбуждения ДВ. На простейших схемах установлено, что эффективность инициирования может быть увеличена вплоть до порядка. Экспериментально подтверждена неадекватность влияния временной и пространственной компонент энерговыделения. Определение оптимальных конфигураций инициирующих зарядов требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lee J. H. Ann. Rev. Phys. Chem., 1977, 28, 75.
2. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1965.
3. Васильев А. А., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю. ФГВ, 1979, 15, 6, 94.
4. Ульяницкий В. Ю. ФГВ, 1980, 16, 4, 79.
5. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов Н. Н. ЖТФ, 1959, 26, 8, 1744.
6. Lee J. H. Ann. Rev. Fluid Mech., 1984, 16, 311.
7. Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчян М. Е. ФГВ, 1987, 23, 5, 109.
8. Васильев А. А., Григорьев В. В. ФГВ, 1980, 16, 5, 117.
9. Ульяницкий В. Ю. ФГВ, 1981, 17, 2, 127.
10. Lui Y. K., Lee J. H., Knystautas R. Comb. Flame, 1984, 56, 215.
11. Moen J. O., Sulmistaugas A. et al. // Prog. Astron. Aeron.— N. Y., 1986.— V. 106.
12. Васильев А. А. // Динамика сплошной среды.— Новосибирск, 1987.— Вып. 80.
13. Lee J. H., Matsui H. Comb. Flame, 1977, 28, 61.
14. Knystautas R., Lee J. H., Guirao C. M. Comb. Flame, 1982, 48, 63.
15. Matsui H., Lee J. H. // 17th Symp. (Intern.) on Combustion, 1978.

Поступила в редакцию 30/X 1987,
после доработки — 28/III 1988

УДК 534.522.2

РЕЖИМЫ НОРМАЛЬНОЙ ДЕТОНАЦИИ В РЕЛАКСИРУЮЩИХ СРЕДАХ

Ю. В. Казаков, А. В. Федоров, В. М. Фомин
(Новосибирск)

Создание ряда устройств новой техники, функционирование которых связано с использованием горючих смесей газа с твердыми частицами, делает актуальным исследование гетерогенной детонации. Обзор возможных типов процессов в таких средах проведен в [1—4]. Наиболее простыми для анализа представляются модели детонации горючего газа с примесью инертных твердых частиц [2,5—10] и детонации в среде с колебательной релаксацией. Наличие в среде релаксационных процессов приводит к дисперсии скорости звука и неидеальности детонации. Общие основы теории неидеальной детонации с немонотонным тепловыделением заложены в работах [11, 12].

Основное отличие детонации в среде с релаксацией от неидеальной [11, 12] состоит в том, что функция тепловыделения за фронтом волны меняется в зависимости от скорости волны и от соотношения между характерными масштабами тепловыделения τ_q и релаксации τ_r . С точки зрения механики очевидно, что если $\tau_q \ll \tau_r$, то теплотери за счет релаксации в зоне реакции малы и процесс может быть описан в рамках замороженной по релаксации модели. В случае $\tau_q \gg \tau_r$ пригодна равновесная по релаксации модель и отбор скорости нормальной (самоподдерживающейся) детонации должен проводиться из условия равен-

ства относительной скорости потока и равновесной скорости звука в конце зоны реакции. И здесь возникает вопрос, каким образом происходит эволюция от замороженных к равновесным режимам при изменении соотношения между характерными масштабами процессов в среде [10, 13—15]. Анализ этого вопроса, основанный на физической гипотезе о непрерывном переходе для режимов нормальной детонации от скорости D_f (определенной в рамках полностью замороженной модели) к скорости D_e (определенной в рамках равновесной модели) при изменении отношения τ_R/τ_Q , проведен в [10, 14]. При этом используется методика, применяемая для анализа «патологической» детонации, изложенная, например, в [16]. Однако строгий математический анализ свойств линий возврата и замирания потока, введенных в [10, 14], а также типов стационарных состояний динамической системы отсутствует.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы исследовать стационарные решения, соответствующие режимам нормальной детонации в релаксирующем газе на основе аппарата качественной теории обыкновенных дифференциальных уравнений [17] и представить некоторые численные результаты, позволяющие обосновать правило отбора скорости нормальной гетерогенной детонации и проанализировать устойчивость стационарных режимов.

Режимы детонации в релаксирующем газе

Обыкновенные дифференциальные уравнения, описывающие распределение параметров за фронтом волны в зоне тепловыделения и релаксации для релаксирующего газа, представляются в виде [2, 14]

$$\frac{dv}{dt} = \frac{-\omega Q + \left[\left(v + \frac{\gamma}{\gamma-1} \right) \left(-m^2 (v - v_0) v \right) + (\omega - 1) Q + \frac{m^2}{2} (v^2 - v_0^2) \right] \beta}{m^2 \frac{\gamma+1}{\gamma-1} (v - v_f)} = \frac{\varphi(\omega, v)}{\psi(\omega, v)}, \quad (1)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = -\omega, \quad \bar{t} = t/\tau_Q, \quad \beta = \tau_Q/\tau_R, \quad v_f = v_0 \frac{\bar{t}}{\bar{t} + 1}, \quad m = \frac{D}{v_0}, \quad (2)$$

$$p = p_0 - m^2 (v - v_0), \quad (3)$$

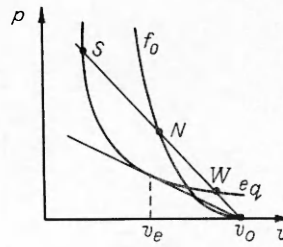
$$\omega Q + pv + \frac{m^2 v^2}{2} + \frac{pv}{\gamma-1} + E = Q + p_0 v_0 + \frac{m^2 v_0^2}{2} + \frac{p_0 v_0}{\gamma-1} + \nu p_0 v_0. \quad (4)$$

Здесь ω — концентрация горючего компонента в газе; v — удельный объем; t — время, отсчитываемое вдоль траектории лагранжевой частицы; v_0 — удельный объем перед фронтом волны; γ — показатель политропы газа; Q — теплота сгорания газа; D — скорость волны; E — энергия релаксирующих степеней свободы; p — давление.

Далее принимаем, что давление перед фронтом волны $p_0 = 0$. Исключив величину m из (4) посредством (3) и положив $\omega = 0$, $E = \nu p v$, получим уравнение равновесной детонационной адиабаты e_q , представляющей собой выпуклую функцию $p = p(v)$. Конечные состояния S и W на равновесной адиабате лежат по разные стороны от точки $v_e = \frac{\gamma_e}{\gamma_e + 1} v_0$, $\gamma_e = \frac{1 + (\gamma - 1)(v + 1)}{1 + (\gamma - 1)v}$ при $m > m_e$. При $m = m_e$ оба конечных

состояния совпадают и равны v_e . Величина $m_e = \left(\frac{2Q}{\gamma_e^2 - 1} \right)^{1/2} v_0^{-2}$ соответствует скорости равновесной детонации. Под точкой S понимается состояние, лежащее на «сильной» ветви e_q ($M_{ek} < 1$), под W — точка, лежащая на «слабой» ветви e_q ($M_{ek} > 1$). Схематично адиабаты e_q и линия Рэлея — Михельсона l (3) представлены на рис. 1. Здесь же показана адиабата f_0 , описывающая состояния за замороженной ударной волной (уравнение f_0 получается из (3), (4) при $E = \nu p_0 v_0$, $\omega = 1$).

Рис. 1. Взаимное расположение равновесной детонационной и ударной адиабат.



Состояние за ударной волной в плоскости (ω, v) , соответствующее состоянию на адиабате f_0 в случае сильных волн ($p_0 = 0$), имеет вид

$$v_0^f = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad \omega_0^f = 1. \quad (5)$$

Одна из основных особенностей детонации в среде с релаксацией состоит в том, что при $D_e < D < D_0$ [2] оба конечных состояния S и W дозвуковые по замороженной скорости звука. Эта особенность и привела авторов [14] к необходимости введения интервала (α_{**}, α_*) , $\alpha = \beta^{-1}$.

В [13] в общем случае проведен анализ типов конечных равновесных состояний и показано, что состояние W в диапазоне $D_e < D < D_0$ есть обобщенное седло и тем самым является «структурно неустойчивым» состоянием. Отсюда сделан вывод, что стационарных режимов нормальной детонации в интервале (α_{**}, α_*) не существует. В [14] введено понятие релаксационной неустойчивости, основанное только на результатах качественного исследования протекающих процессов в плоскости p, v , при этом отмечено, что с точки зрения сопряжения с волнами разрежения устойчивыми могут быть только волны с конечными равновесными состояниями типа W ($M_{ek} \geq 1$). Качественные «портреты» траекторий системы для режимов пересжатой детонации и для режимов с запирающим представлены в [2].

Математически поставленная проблема формулируется следующим образом: доказать, что для любого начального состояния $v_0, p_0 = 0$ и фиксированных $\gamma, \beta, Q, \nu, \tau_r$ существует значение m_T , при котором система (1), (2) с начальными данными (5) имеет решение с конечной стационарной точкой $\frac{dv}{dt} = 0, \frac{d\omega}{dt} = 0, v_k \geq v_e$ ($M_{ek} \geq 1$).

Доказательство основывается на качественной теории обыкновенных дифференциальных уравнений [17]. Для этого проведен анализ типов конечных равновесных состояний и исследована топология интегральных кривых (1), (2) в плоскости ω, v . Линеаризация уравнений в конечных равновесных состояниях позволяет получить собственные числа, определяющие тип особых точек:

$$\lambda_1 = \left(2\nu \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} + 1 \right) \frac{v_e - v_k}{v_k - v_f}, \quad \lambda_2 = -1.$$

Отсюда следует, что конечные равновесные состояния типа S ($v_f < v_e < v_k$) — устойчивые узлы, а состояния типа W при $v_e < v_k < v_f$ — седловые особые точки, при $v_k > v_f$ — устойчивые узлы. Точки $v_k = v_f, \omega = 0$ и $v_k = v_e, \omega = 0$ представляют собой сложные особые точки и образуются при слиянии седла и узла. Система (1), (2) может иметь также внутреннюю особую точку G ($0 < \omega = \omega^* < 1, v = v_f$), в которой одновременно обращаются в нуль числитель и знаменатель (1). Собственные числа матрицы Якоби в этой особой точке определяются из уравнения

$$\lambda^2 + \lambda\beta\nu(\gamma - 1) + \beta \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left(-\nu\gamma - \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} + Q(\gamma + 1)^2/m^2v_0^2 \right) = 0,$$

анализ которого показывает, что в случае $D > D_0 \left(\nu + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \right)^{-\frac{1}{2}}$ и $\beta < 1$ внутренняя особая точка является седловой в плоскости ω, v . При выполнении других неравенств точка G не может принадлежать физическим решениям (1), (2).

Аналогом линии возврата в плоскости ω, v служит линия, на которой числитель (1) обращается в нуль, $\varphi(\omega, v) = 0$. Эта линия пред-

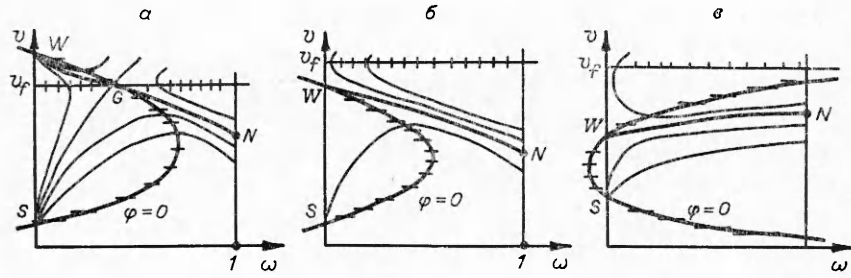


Рис. 2. Портрет траекторий системы обыкновенных дифференциальных уравнений.

а) $\beta^{-1} > \alpha_*$; б) $\alpha_{**} < \beta^{-1} < \alpha_*$, $\beta^{-1} > 1$; в) $\alpha_{**} < \beta^{-1} < \alpha_*$, $\beta^{-1} < 1$.

ставляет собой параболу, ветви которой направлены вдоль положительного направления оси ω при $\beta > 1$ и вдоль отрицательного направления ω при $\beta < 1$. При $\beta = 1$ парабола вырождается в две прямые $v = v_{fs}$, $v = v_{fw}$. Роль линии записания играет прямая $v = v_f$, где знаменатель (1) обращается в нуль. Физическим решениям соответствуют только траектории, начинающиеся в точке N ($\omega = 1, v = v_0^f$), остальные интегральные кривые системы (1), (2) представляют в плоскости ω, v нефизические решения, так как начальная точка не совпадает с состоянием за ударной волной (5). При $m = m^+ > m_c$ стационарное решение оканчивается в точке типа S и представляет режим пересжатой детонации. При $m = m^- < m_c$ стационарного решения не существует, интегральная кривая достигает линии $v = v_f$, что соответствует записанию потока.

Далее на основе общих результатов [17] аналогично доказательству существования сепаратрисы, соединяющей два седла при некотором значении варьируемого параметра системы [17], можно утверждать, что найдется такое значение m_c , принадлежащее интервалу $[m^-, m^+]$, для которого конечным состоянием является точка типа W . При этом интегральная кривая может пройти через седловую особую точку G (рис. 2, а) и, попав в криволинейный треугольник v_fGW , она уже не может его покинуть и обязательно придет в узловую стационарную точку W . Из точки G решение может быть продолжено двояко, одна сепаратриса уходит в точку S , вторая — в W . Представленная на рис. 2, а топологическая картина соответствует случаю $\beta^{-1} > \alpha_*$ [14]; если же $\alpha_{**} < \beta^{-1} < \alpha_*$, выхода в сверхзвуковое течение по замороженной скорости звука для режима нормальной детонации не происходит и реализуется топологическая картина, представленная на рис. 2, б ($\beta < 1$) либо на рис. 2, в ($\beta > 1$). Параметры α_* и α_{**} могут быть определены в результате численных расчетов. Аналогично рассматриваются случаи, когда в конечном равновесном состоянии режима нормальной детонации $v = v_f$ ($\beta = \alpha_*^{-1}$) либо $v = v_e$ ($\beta > \alpha_{**}^{-1}$).

Режимы детонации в смеси реагирующего газа и твердых частиц

Система уравнений, описывающая течение реагирующей смеси газа и твердых частиц в двухскоростном температурном приближении при общих предположения механики гетерогенных сред [1, 2, 18, 19], может быть представлена в виде

$$\rho_{1t} + (\rho_1 u_1)_x = 0, \quad (6)$$

$$(\rho_1 u_1)_t + (\rho_1 u_1^2)_x + (1 - \varepsilon m_2) p_x = -f, \quad (7)$$

$$\rho_{2t} + (\rho_2 u_2)_x = 0, \quad (8)$$

$$(\rho_2 u_2)_t + (\rho_2 u_2^2)_x + \varepsilon m_2 p_x = f, \quad (9)$$

$$(\rho_2 e_2)_t + (\rho_2 u_2 e_2)_x = q, \quad (10)$$

$$(\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2)_t + (\rho_1 u_1 E_1 + \rho_2 u_2 E_2 + p((1 - \epsilon m_2)u_1 + \epsilon m_2 u_2))_x = 0, \quad (11)$$

$$(\rho_1 \beta)_t + (\rho_1 u_1 \beta)_x = -\beta \rho_1 b \exp(-E/RT_1), \quad b = \begin{cases} b_0, & T_1 \geq T_{GS}, \\ 0, & T_1 < T_{GS}, \end{cases} \quad (12)$$

$$n = 6m_2/\pi d^3, \quad m_1 + m_2 = 1, \quad p = \rho_{11} R T_1, \quad \rho_{22} = r = \text{const},$$

$$\rho_i = \rho_{ii} m_i, \quad e_i = c_v T_1 + \beta Q, \quad e_2 = c_2 T_2, \quad E_i = e_i + u_i^2/2,$$

$$f = n \frac{\pi d^2}{8} c_D \rho_{11} |u_1 - u_2| (u_1 - u_2), \quad q = n \pi d \lambda_1 \text{Nu} (T_1 - T_2).$$

Здесь ρ_i , ρ_{ii} , m_i — средняя, истинная плотности и объемная доля i -й фазы; e_i , E_i — внутренняя и полная энергия i -й фазы; p — давление газа; u_i — скорость. Параметры с индексом $i = 1$ относятся к величинам, описывающим состояние газа, $i = 2$ — к частицам; β — доля непрореагировавшего газа; химическая реакция в газе заканчивается при $\beta = 0$. Газ выгорает в соответствии с кинетикой аррениусовского типа (12), горение начинается с некоторой критической температуры T_{GS} , что позволяет учесть период индукции воспламенения. Продукты сгорания газа тождественны по теплофизическим свойствам исходному газу, это предположение позволяет использовать простое уравнение состояния и не рассматривать уравнение переноса массы отдельных компонентов газовой смеси. При $\epsilon = 0$ в модели не учитывается сила Архимеда, при $\epsilon = 1$ она учтена [1].

Анализ адиабат гетерогенной детонации в горючем газе с примесью инертных частиц проведен в [2]; в случае, когда рассматривается горение частиц, анализ адиабат проведен в [20]. В [2] показано, что если в точке на линии Релея — Михельсона при некоторых ρ_2 , u_2 , T_2 для параметров газа выполняется условие однозначности разрешимости интегральных соотношений, то в этой точке $u_1 - D = c_f$ (c_f — замороженная скорость звука), т. е. при условии существования стационарного непрерывного решения эта точка должна быть особой точкой дифференциальных уравнений. Аналогично факту, описанному в первой части настоящей работы, здесь также существует диапазон скоростей $D_e < D < D_0$, когда оба конечных равновесных состояния на равновесной детонационной адиабате (равновесной по обоим релаксационным процессам) дозвуковые по замороженной скорости звука. Уравнение для определения собственных чисел в конечном равновесном состоянии имеет вид [2]

$$\lambda^5 \left(\lambda + \frac{b}{u_k} \right) \left(\lambda^2 + \lambda \left(\frac{\xi - M_{jk}^2}{q_1} + \frac{\omega - M_{jk}^2}{q_2} \right) - \omega \xi \frac{(M_{ek}^2 - 1)(1 - M_{jk}^2)}{q_1 q_2} \right) = 0, \quad (13)$$

где $q_1 = \tau_u \xi u_k (1 - M_{jk}^2)$; $q_2 = \tau_T \rho_1 c_v u_k (1 - M_{jk}^2) / (\rho_1 c_v + \rho_2 c_p)$, $\xi = \frac{\rho_{1k}}{\rho_{1k} + \rho_{2k}}$;

$\omega = \Gamma/\gamma$; $M_{jk}^2 = \rho_{1k} u_k^2 / \gamma p_k$; $M_{ek}^2 = M_{jk}^2 / \xi \omega$; u_k — скорость смеси относительно волны, M_{jk} , M_{ek} — числа Маха, определены по замороженной и по равновесной скорости звука. Индекс k означает, что параметры выбираются в конечной равновесной точке. Выражение (13) получено без учета объема, занимаемого частицами, в уравнении состояния при $\epsilon = 0$, $E = 0$, $c_D = 24/\text{Re}$, $\text{Nu} = 2$, $\tau_u = \rho_{22} d^2 / 18 \mu$, $\tau_T = \rho_{22} d c_p^2 / 12 \lambda$.

Из (13) следует, что оно имеет пятикратный нулевой корень, корень $\lambda = -b/u_k < 0$, а два оставшихся определяются как корни квадратного уравнения. Удастся показать, что дискриминант этого уравнения всегда положительный в силу условий $\xi < 1$, $\omega < 1$. При выполнении одного из неравенств $M_{jk} > 1$ или $M_{ek} < 1$ корни квадратного уравнения отрицательны, а при $M_{jk} < 1$ и $M_{ek} > 1$ корни — действительные числа противоположных знаков. Таким образом, наряду с нейтральными собственными числами $\lambda_i = 0$, отрицательными собственными числами в случае $M_{jk} < 1$, $M_{ek} > 1$ (что соответствует режиму нормальной

детонации со скоростью $D_e < D < D_0$) обязательно имеется одно положительное собственное значение, что свидетельствует о «структурной неустойчивости» такого равновесного состояния.

Роль параметра, влияющего на соотношения характерных времен релаксации и тепловыделения в случае детонации в газе с примесью инертных твердых частиц, может играть диаметр частиц d . При увеличении d и фиксированном их массовом содержании перед фронтом волны для режимов нормальной детонации наблюдается непрерывный переход по скорости от D_e к D_f . И для некоторого интервала $[d_{*}, d_*]$ режимы нормальной детонации с $D_e < D < D_0$ будут иметь «структурно неустойчивые» конечные равновесные состояния, дозвуковые по заморозенной скорости звука. При этом для детонационных волн в режиме нормальной детонации в конечном состоянии $M_{ek} \geq 1$ и, следовательно, в соответствии с результатами работ [21—23], такие ДВ не будут ослабляться волнами разрежения. Дисперсия скорости звука приводит к тому, что высокочастотные возмущения, распространяющиеся с заморозенной скоростью звука, быстро затухают и передний фронт волны разрежения асимптотически начинает распространяться с равновесной скоростью звука. Приведенные ниже результаты численных экспериментов позволили исследовать устойчивость режимов нормальной детонации в газовзвесах.

Обсуждение результатов численных расчетов

Для обоснования правила отбора скорости нормальной детонации в горючем газе с примесью инертных твердых частиц проведены численные расчеты нестационарной задачи об иницировании и распространении ДВ и сравнение с результатами расчетов стационарных уравнений, описывающих структуру волны. Расчеты велись методом крупных частиц [21, 24] и методом [25]. Выбран следующий способ иницирования детонации: в некоторой части области (O, x_0) в начальный момент времени мгновенно повышались давление, температуры газа и частиц. Начальные данные для (6) — (12):

$$0 < x < x_0: \rho_1 = \rho_1^0, \rho_2 = \rho_2^0, m_2 = m_{20}, u_1 = u_2 = 0, T_1 = T_1^0 > T_{GS}, \\ T_2 = T_2^0, \beta = 1.$$

$$x \geq x_0: \rho_1 = \rho_{10}, \rho_2 = \rho_{20}, m_2 = m_{20}, u_1 = u_2 = 0, T_1 = T_2 = T_0, \beta = 1.$$

В близкой постановке детонацию в горючем газе исследовали в [26], и переход конвективного горения газовзвеси унитарного топлива в детонацию в [27]. Для коэффициентов силового и теплового взаимодействия фаз использовались зависимости $c_D = 24/Re$, $Nu = 2$. Такие простые зависимости значительно сокращают время расчетов, но позволяют сохранить в модели и качественно учесть основные особенности гетерогенной детонации, а также наиболее просто управлять соотношением характерных времен релаксации и тепловыделения за счет изменения d . Для расчета нестационарной задачи выбраны следующие начальные данные и параметры среды: $\gamma = 1,4$, $c_V = 710 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$, $c_2 = 716 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{град})$, $Q = 1,2 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^2$, $b_0 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $T_0 = 300 \text{ К}$, $T_1^0 = 800 \text{ К}$, $T_2^0 = 400 \text{ К}$, $T_{GS} = 400 \text{ К}$, $\rho_1^0 = 15 \text{ кг/м}^3$, $\lambda = 2,47 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{кг}/(\text{с}^3 \cdot \text{град})$, $\mu = 1,71 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$, $E/R = 700 \text{ К}$, $\rho_{22} = 1960 \text{ кг/м}^3$, $m_{20} = 10^{-3}$, $\varepsilon = 1$, $x_0 = 2,7 \text{ м}$, $l = 18 \text{ м}$, $h = 5 \cdot 10^{-2}$, $\rho_{10} = 1 \text{ кг/м}^3$.

На рис. 3 представлены распределения давления $\bar{p} = p/c_2 T_0 \rho_1^0$ вдоль оси $\bar{x} = x/l$ через моменты времени $\Delta t = 7,768 \cdot 10^{-2} \text{ с}$ для детонирующего газа с примесью инертных твердых частиц. При этом формируются стационарные ДВ с $D = 540, 588, 1324 \text{ м/с}$ (скорости определены по результатам расчетов). Для выбранных параметров среды величина $D_e = 545 \text{ м/с}$, $D_f = 1592 \text{ м/с}$. Из рис. 3 видно, что увеличение d приводит

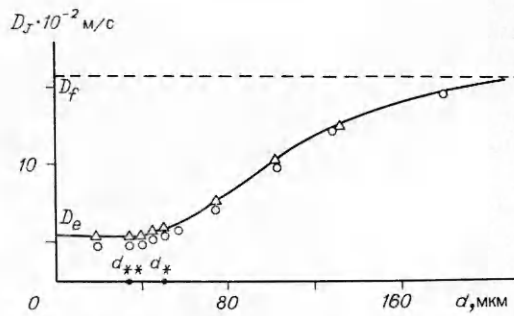
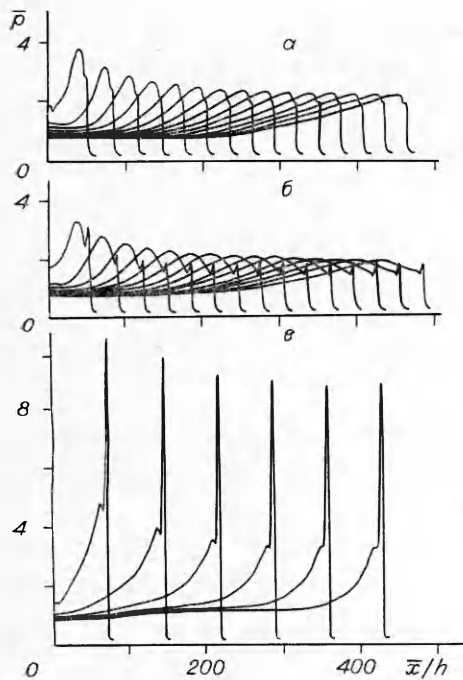


Рис. 4. Зависимость скорости нормальной детонации D_J от диаметра частиц газозвеси при фиксированном объемном содержании частиц.

← Рис. 3. Распределения давления в детонационной трубе.
 d , мкм: а) 35, б) 44, в) 150.

к росту скорости нормальной детонации, что согласуется с общими физическими представлениями о процессе.

Максимальное давление в волне, распространяющейся по частицам газозвеси с $d = 35$ мкм, превосходит максимальное давление в волне с частицами $d = 44$ мкм, хотя скорость волны во втором случае больше. Это связано с тем, что передний участок стационарной зоны волны нормальной детонации в случае мелких частиц представлен зоной, где процессы релаксации протекают быстрее тепловыделения. Возможность появления таких эффектов отмечалась в [28] для детонации газозвеси унитарного топлива. Таким образом, максимальное давление в волнах нормальной детонации при различных диаметрах частиц и фиксированном m_2 имеет минимум при некотором значении d . Расчетная зависимость D_J , полученная на основе нестационарных расчетов, представлена на рис. 4 кружками. Здесь наблюдается монотонный переход по скорости от D_e (в случае мелких частиц) к D_f (в случае крупных). Некоторое отличие от D_e объясняется диссипативными свойствами используемого численного метода.

При тех же конкретных параметрах среды проводились расчеты структур волн нормальной детонации. Определены значения: $d_{**} = 37$ и $d_* = 49$ мкм. Показано, что при $d > d_*$ в решении возникает внутренняя особая точка, где $u_1 - D = c_f$. Для точного попадания интегральной кривой в особую точку использован метод пристрелки, в окрестности особой точки применены линеаризованные уравнения. Точность расчетов контролировали по относительной погрешности интегральных соотношений, которая в конечной равновесной точке не превышала 10^{-2} . Расчеты структур в случае $\dot{a}_{**} < \dot{a} < \dot{a}_*$ показали, что вследствие структурной неустойчивости конечного равновесного состояния получить решение, соответствующее режиму нормальной детонации, не удается. Так, для $d = 40$ мкм при $D^+ = 584,954194$ м/с происходит запирание потока, а при $D^- = 584,954211$ м/с реализуется пересжатый режим ($M_{en} < 1$). По аналогии с результатами первой части настоящей работы можно утверждать, что значение D_J , соответствующее режиму нормальной детонации, находится в интервале $[D^-, D^+]$.

Результаты расчетов стационарных структур позволили определить скорость волн нормальной детонации в зависимости от диаметра частиц. Полученная зависимость представлена на рис. 4 треугольниками. Режиму нормальной детонации отвечает волна, распространяющаяся с ми-

нимально возможной для данных параметров среды скоростью D_J , при $D > D_J$ реализуется режим пересжатой детонации, при $D < D_J$ стационарного решения не существует. Отметим, что в случае $d > d_*$ предлагаемое правило отбора величины D согласуется с обычным правилом отбора для среды с немонотонным тепловыделением [11, 12]. При этом воздействие со стороны частиц на газ может рассматриваться, как составная часть общего баланса некоторого эффективного тепловыделения в газовой фазе [15]. Скорость нормальной детонации определяется при этом из условия касания линии Рэлея — Михельсона и промежуточной адиабаты, соответствующей максимуму эффективного тепловыделения Q_{\max} . Величина Q_{\max} — кинетическая характеристика процесса — определяется конкретно путем перехода в конечное равновесное состояние, при этом в решении возникает промежуточная особая точка, в которой выполнены условия $dQ = 0$, $u_1 - D = c_f$ [11, 12, 15].

Достаточно удовлетворительное совпадение результатов расчетов нестационарных и стационарных задач, отраженное на рис. 4, позволяет рекомендовать правило отбора, приведенное выше, для расчета скорости нормальной детонации конкретных реагирующих веществ. При этом для конкретной кинетики эффективное тепловыделение может иметь несколько максимумов, что приводит к появлению неоднозначности в определении D [12, 29] либо к многофронтным режимам [3, 30—34].

Для анализа проявления релаксационной неустойчивости проведены расчеты нестационарных задач с малым инициирующим импульсом, когда выход на режим нормальной детонации происходит «снизу» (волна на нестационарном участке перехода к режиму нормальной детонации ускоряется). На рис. 3 выход на режим детонации идет «сверху» (сначала формируется пересжатая волна, которая, постепенно ослабляясь, переходит в режим нормальной детонации). Расчеты показали, что и при малых инициирующих импульсах релаксационная неустойчивость не проявляется.

Отметим возможность существования дисперсных детонационных волн — аналогов дисперсных УВ в релаксирующих средах [18, 21]. Такие волны могут распространяться в режиме нормальной детонации и будут существовать при относительно медленном тепловыделении так, чтобы выполнялось условие $D_e \leq D_J < c_f$, т. е. для существования дисперсных ДВ необходимо, чтобы касательная к адиабате f_0 , проведенная через начальную точку, лежала выше линии Рэлея — Михельсона детонационной волны. Экспериментально режимы детонации с монотонным изменением давления во фронте волны зарегистрированы авторами [35] при распространении детонационных волн в засыпках.

Таким образом, в работе доказано утверждение существования стационарных решений волн нормальной детонации в релаксирующем газе; на основе численных расчетов проведено обоснование правила отбора скорости нормальной детонации в реагирующих газовзвесах; показано, что в численных расчетах в одномерной нестационарной постановке релаксационная неустойчивость не проявляется; получено условие существования полностью дисперсных детонационных волн в релаксирующих средах, являющихся аналогом дисперсных ударных волн в таких средах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. // Итоги науки и техники.— М.: ВИНТИ, 1981.— Т. 16.
2. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М./СО АН СССР. ИТПМ.— Препр.— Новосибирск, 1987.
3. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М.— Новосибирск, 1986.— (Препр./СО АН СССР. ИТПМ; № 36—86).
4. Еремеева Т. А., Медведев А. Е., Федоров А. В. и др.— Новосибирск, 1986.— (Препр./СО АН СССР. ИТПМ № 37—86).
5. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Губин С. А. и др. ФГВ, 1975, 11, 6, 909.
6. Гладкий А. М., Карпиловский Е. И., Корнев А. Д. ФГВ, 1978, 14, 1, 123.

7. Kaufman C. W., Wolanski P., Arisoy A. et al. // Progress in Astronautics and Aeronautics.— N. Y., 1984.— V. 94.
8. Коробейников В. П., Марков В. В., Меньшов И. С. Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, 6, 93.
9. Куликовский В. А. МЖГ, 1985, 4, 111.
10. Копотев В. А., Кузнецов И. М. ФГВ, 1986, 22, 2, 94.
11. Зельдович Я. В., Компанец А. С. Теория детонации.— М.: Гостехиздат, 1955.
12. Кузнецов Н. М. ЖЭТФ, 1967, 52, 1, 309.
13. Вуд В. В., Зальсбург З. В. Механика, 1961, № 5.
14. Кузнецов И. М., Копотев В. А. ФГВ, 1986, 22, 5, 75.
15. Зельдович Я. В., Гельфанд Б. Е., Борисов А. А. и др. Хим. физика, 1985, 4, 2, 279.
16. Gruschka H., Wecken F. Gasdynamic theory of detonation.— N. Y.: Gordon and Breach Sciences Publ., 1971.
17. Баутин И. И., Леонтович Е. А. Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости.— М.: Наука, 1976.
18. Нигматулин Р. И. МЖГ, 1967, 5, 33.
19. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. ФГВ, 1982, 18, 3, 5.
20. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. ФГВ, 1987, 23, 2, 98.
21. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М.— Новосибирск, 1986.— (Препр./СО АН СССР. ИТПМ; № 8).
22. Казаков Ю. В. // Тр. XI конф. молодых ученых МФТИ.— М., 1986.— Деп. в ВИНТИ 08.08.86, № 5697-В86.
23. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. // Численные методы решения задач теории упругости и пластичности.— Новосибирск: ИТПМ, 1986.
24. Губайдулин Р. И., Ивандаев А. И., Нигматулин Р. И. ЖВМ и МФ, 1977, 17, 6, 1531.
25. Gear C. W. Comm. ACM, 1971, 14, 3, 176.
26. Левин В. А., Марков В. В. ФГВ, 1975, 11, 4, 623.
27. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. ПМТФ, 1971, 4, 19.
28. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. МЖГ, 1981, 5, 47.
29. Воронин Д. В., Ждан С. А. ФГВ, 1986, 22, 4, 92.
30. Казаков Ю. В. // II конф. молодых исследователей «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидродинамики»: Тез. докл.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1987.
31. Medvedev A. E., Feodorov A. V., Fomin V. M. Ist Intern. Coll. on Expl. of Indust. Dusts, Poland, 1984, 162.
32. Veysiere B., Bourianne R., Manson N. // Progress in Astronautics and Aeronautics.— N. Y., 1981.— V. 75.
33. Afanasieva L. A., Levin V. A., Tunik Y. V. // Progress in Astronautics and Aeronautics.— N. Y., 1983.— V. 87.
34. Воронин Д. В. // Динамика многофазных сред.— Новосибирск, 1984. Вып. 68.
35. Лямин Г. А., Пинаев А. В. ФГВ, 1987, 23, 4, 27.

*Поступила в редакцию 21/IX 1987,
после доработки — 11/1 1988*

УДК 534.222.2

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ НЕАДИАБАТИЧЕСКОГО ПУЛЬСАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ ПРОДУКТОВ ПОДВОДНОГО ВЗРЫВА ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

*Г. Л. Агафонов, О. Е. Попов
(Москва)*

При подводных взрывах газовых смесей с малой объемной плотностью энергии, как правило, амплитуда давления при первой пульсации превышает давление взрыва [1]. Известная модель [2], в которой пульсации считаются адиабатическими, не описывает указанную особенность, поскольку решение задачи для газовых взрывов [3] дает монотонную затухающую последовательность пиков давления, причем затухание тем сильнее, чем больше энергии уносится волной сжатия, распространяющейся в жидкости. В [1] сделано и экспериментально подтверждено предположение о том, что характерные особенности подводных взрывов газовых смесей обусловлены значительными теплотерями из пузыря