

5. Carachalios C., Burger M., Unger H. A transient two-phase model to describe thermal detonations based on hydrodynamic fragmentation. Int. Meeting on Light-Water Reactor Severe Accident Evaluation.— Cambridge, 1983.
6. Carachalios C., Burger M., Unger H. Triggering and escalation behavior of thermal detonations. 23rd ASME/AIChE/ANS Nat. Heat Transfer Conf.— Denver, 1985.
7. Condiff W. Duane contributions concerning quasi-steady propagation of thermal detonations through dispersions of hot liquid fuel in cooler volatile liquid coolants // Int. J. Heat Mass Transfer.— 1982.— 25, N 1.— P. 87.
8. Зельдович Я. Б., Гельфанд Б. Е., Борисов А. А. и др. Зона реакции при низкоскоростной детонации газов в шероховатых трубах // Хим. физика.— 1985.— 4, № 2.— С. 279.
9. Фролов С. М., Поленов А. Н., Гельфанд Б. Е. и др. Особенности детонации в системах с произвольными потерями // Там же.— 1986.— 5, № 7.— С. 978.
10. Burger M., Kim D. S., Schwalbe W. et al. Two-phase description of hydrodynamic fragmentation processes within thermal detonation waves // Trans. ASME.— 1984.— 106.— P. 728.
11. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М. и др. Разрушение капель криогенной жидкости ударными волнами // Докл. АН СССР.— 1972.— 20, № 6.— С. 1113.
12. Reinecke W. G., McKay W. L. Free flight measurement of catastrophic water drop breakup // AIAA J.— 1976.— 14, N 11.— P. 1635.
13. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Т. 1, 2.
14. Станюкович К. П., Баум Ф. А. Физика взрыва.— М.: Физматгиз, 1959.
15. Термические константы неорганических веществ, сост. Бриске Э. В., Капустинский А. Ф.— М.: Изд-во АН СССР, 1949.
16. Скорость звука в двухфазной пароводяной смеси: Обзор. информ/Радовский И. С. Госстандарт, ВНИИ ГСССД, МИФИ, 1982.
17. Frost D. L. Dynamics of explosive boiling of a droplet // Phys. Fluids.— 1988.— 31, N 9.— P. 2554.
18. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: ИЛ, 1954.

г. Москва

Поступила в редакцию 16/II 1990,  
после доработки — 24/I 1991

УДК 534.222.2

С. М. Аксаментов, И. А. Киселев, Д. И. Мацуков

### ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ РАСПАДА ДЕТОНАЦИИ В ОБЛАСТИ С НЕОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ

На основе анализа численного решения рассмотрены условия распада детонационной волны в газе с неравномерным распределением начальной температуры и концентрации. Получены критериальные соотношения, определяющие условия распада детонации в области с температурной неоднородностью. В случаях малых размеров зоны реакции за детонационной волной по сравнению с размером области неоднородности и линейного профиля начальной температуры критические условия получены в явном виде.

Эксплуатация промышленных энергетических установок часто сопровождается различными авариями или отклонениями от расчетных режимов работы. Причина аварий — взрывное протекание химических реакций в горючей смеси. В [1] предложен механизм появления взрывных волн в топливносжигающих устройствах, заключающийся в том, что при неравномерном распределении температуры в объеме камеры сгорания энергетическое выделение за счет химической реакции приводит к неравномерному расширению газа и к появлению ударных и детонационных волн (УВ, ДВ). В зависимости от крутизны профиля начальной температуры реакция протекает либо в режиме адиабатического взрыва — случай малых градиентов температуры, либо сопровождается слабыми волнами сжатия — случай крутых профилей температуры. В промежуточной области градиентов возможно возникновение детонации, удовлетворяющей условиям Чепмена — Жуге. Дальнейшее развитие предложенный в [1] механизм получил в работах [2—4].

В [5] на основе приведенной в [6] классификации возможных режимов протекания химических реакций в зоне с пространственным распределением времени индукции получены критериальные соотношения, ограничивающие «взрывную» область в пространстве определяющих параметров. Данные соотношения позволяют рассчитывать градиенты температуры, при которых в области неоднородности возникает (или не возникает) квазистационарная детонационная волна (КДК). В процессе распространения КДК в системе с переменной исходной температурой возможен ее распад [2]. В этом случае взрывное протекание реакции имеет локальный характер. Причина распада КДК — монотонное падение температуры за лидирующей ударной волной, и как следствие — неограниченный рост задержек воспламенения. Если КДК в области неоднородности не распадается, то за ее пределами происходит формирование стационарной детонационной волны [3].

В настоящей работе на основе анализа численного решения исследуются условия распада КДК в области неоднородности начальной температуры и концентрации активного компонента.

Рассмотрим камеру сгорания, заполненную идеальной газовой двухфракционной реагирующей смесью. В начальный момент времени давление  $p$  и относительная концентрация менее активного компонента  $a$  постоянны по всему объему камеры, газ покоится. В окрестности точки  $x = 0$  имеется локальная область с неравномерным распределением температуры

$$T(0, x) = \begin{cases} T_0 - \chi_T x, & 0 \leq x \leq x_n, \\ T_n, & x > x_n. \end{cases}$$

или относительной концентрации активного компонента

$$b(0, x) = 1 - x/x_n,$$

где  $\chi_T$  — градиент начальной температуры;  $x_n$  — линейный размер неоднородности.

Химические реакции компонентов смеси протекают независимо и описываются кинетическими уравнениями первого порядка с аррениусовской зависимостью константы скорости от температуры. Геометрия плоская.

Численное интегрирование системы дифференциальных уравнений, которая приведена в [3], осуществлялось в лагранжевых массовых переменных по абсолютно устойчивой и консервативной разностной схеме [7]. Расчетная область содержала до 1000 ячеек по  $x$ .

Решение задачи зависит от следующих безразмерных параметров [3, 5]:

$$\begin{aligned} \alpha_a &= Q_a/RT_0, \quad \beta_a = E_a/RT_0, \quad \lambda_a = \chi_T \sqrt{\gamma RT_0} \cdot t_a/T_0, \\ \alpha_b &= Q_b/RT_0, \quad \beta_b = E_b/RT_0, \quad \lambda_b = \sqrt{\gamma RT_0} \cdot t_a/x_n, \\ \xi &= t_b/t_a, \quad \gamma, \quad \Theta_n = T_n/T_0. \end{aligned}$$

Здесь  $t_a = \exp(\beta_a)/k_a$ ,  $t_b = \exp(\beta_b)/k_b$  — характерные времена реакций;  $k$  — предэкспоненциальный множитель;  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $E$  — энергия активации;  $R$  — газовая постоянная;  $\gamma$  — показатель изоэнтропы (считался постоянным); индексы  $a$  и  $b$  относятся к параметрам соответствующих компонентов смеси.

Рассмотрим эволюцию волны реакции в области неоднородности температуры в случае, когда компонент  $b$  отсутствует. Попытаемся определить зависимость характерных начальных температур, при которых происходят образование и распад КДК, от определяющих параметров. КДК в газе формируется, если начальный градиент температуры удовлетворяет условию

$$\lambda_1(\gamma, \alpha_a, \beta_a, \Theta_n) \leq \lambda_a \leq \lambda_2(\alpha_a, \beta_a, \gamma), \quad (1)$$

где  $\lambda_1, \lambda_2$  — критические градиенты температуры [5].

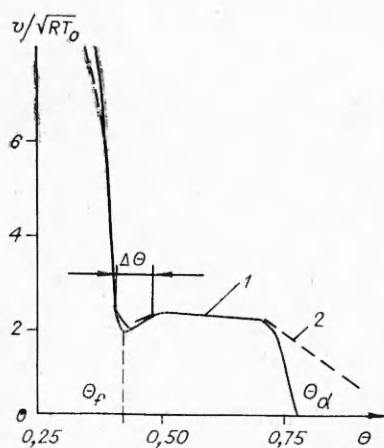


Рис. 1. Зависимость скорости распространения фронта реакции  $v_s/RT_0$  (1) и точки максимального давления  $v_p/RT$  (2) от  $\Theta$ ;  $\alpha_a = 5$ ,  $\beta_a = 10$ ,  $\lambda_a = 0,001$ ,  $\gamma = 1,2$ .

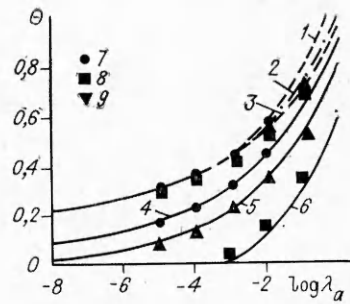


Рис. 2. Зависимость температуры возникновения  $\Theta_f$  (1-3) и распада  $\Theta_d$  (4-6) КДК от  $\lambda_a$ ;  $\gamma = 1,2$ ,  $\beta_a = 5$ ,  $\alpha_a = 3$  (1, 4, 7), 5 (2, 5, 8), 10 (3, 6, 9).

В той части области неоднородности, где скорость волны адиабатического самовоспламенения  $v_s(x)$  больше характерных скоростей газодинамических процессов (в том числе скорости детонации  $D$ ), согласно [6], реакция протекает в режиме, близком к адиабатическому взрыву. Если  $v_s(x) < D(x)$ , в зоне с неравномерно распределенной задержкой воспламенения распространяется детонационная волна. Условие (1) эквивалентно условию существования в области неоднородности точки  $x_f$ , в которой  $v_s(x_f)/D(x_f) = 1$ . Поэтому такую точку можно приближенно рассматривать местом возникновения КДК. В [8] предложен другой критерий «сцепления» газодинамических и химических процессов, где  $v_s$  сравнивается с местной скоростью звука  $C$ . Имеем [5]

$$\frac{v_s(\Theta)}{D(\Theta)} = \sqrt{\frac{2\gamma(\gamma-1)\alpha_a}{\gamma+1}} \frac{1}{\lambda_a} \frac{\exp\left(\beta_a\left(1 - \frac{1}{\Theta}\right)\right)}{\left(1 + \sqrt{1 + \frac{2\gamma}{\gamma^2-1} \frac{\Theta}{\alpha_a}}\right)} = 1,$$

где  $\Theta = T(x)/T_0$  — относительная начальная температура, которую далее будем рассматривать как безразмерную координату.

Разрешая это уравнение относительно  $\Theta$ , найдем условие для определения температуры  $\Theta_f$ , при которой начинает формироваться КДК:

$$\Theta_f = \frac{\beta_a}{\beta_a + \ln \frac{i}{\lambda_a} - \ln \varphi_f}, \quad \varphi_f = \frac{1 + \sqrt{1 + \frac{2\gamma}{\gamma^2-1} \frac{\Theta_f}{\alpha_a}}}{\sqrt{\frac{2\gamma(\gamma-1)\alpha_a}{\gamma+1}}}. \quad (2)$$

Отсюда  $\Theta_f$  находится итерациями. Поскольку в практически важных случаях  $\beta_a \approx 10 \div 30$ ,  $\varphi_f \approx 2 \div 3$ , а  $\lambda_a \leq 1$  [5], для оценок с хорошей точностью можно считать  $\ln \varphi_f$  константой;  $\Theta_f$ , рассчитанные по критериям  $v_s \approx D$  [6] и  $v_s \approx c$  [8], практически совпадают. Если  $\Theta_n \leq \Theta_f \leq 1$ , в системе возникает КДК. На рис. 1 приведены типичные зависимости скорости распространения фронта реакции и волны максимального давления от координаты  $\Theta$ . Найденная из (2)  $\Theta_f$  с точностью  $\Delta\Theta$  определяет момент выхода детонации на квазистационарный режим. Величина  $\Delta\Theta$  уменьшается с увеличением  $\beta_a$  и уменьшением  $\lambda_a$ .

В [2] показано, что при достаточно малых значениях параметра  $\Theta_n$  КДК в области неоднородности распадается. В [9] рассмотрены условия распада КДК, основанные на анализе совместного движения фронта реакции и УВ в области неоднородности, предложен критерий распада. Ниже используется иной подход, позволяющий определить условия

распада в аналитическом виде. Температура ударно-сжатого газа определяется из уравнений [8]

$$y(\Theta) = \frac{T_1(x)}{T_0} = \frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} M^2 \left( 1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{\Theta}{M^2} \right) \left( 1 + \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{\Theta}{M^2} \right),$$

$$M^2 = D^2/RT_0 = \frac{1}{2} (\gamma^2 - 1) \alpha_a \varepsilon \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{2\gamma}{\gamma^2 - 1} \frac{\Theta}{\alpha_a}} \right)^2, \quad (3)$$

где  $\varepsilon$  — коэффициент порядка единицы, который будет найден из анализа результатов численного моделирования.

Время задержки воспламенения и размер зоны индукции, рассчитанные по этой температуре, имеют вид

$$t_{ind} = \frac{y^2 \exp\left(\beta_a \left(\frac{1}{y} - 1\right)\right) t_a}{(\gamma-1) \alpha_a \beta_a}, \quad \delta\Theta = \frac{\lambda_a M y^2 \exp\left(\beta_a \left(\frac{1}{y} - 1\right)\right)}{(\gamma-1) \gamma^{1/2} \alpha_a \beta_a}.$$

Будем считать, что распространение КДК становится невозможным, если на длине области неоднородности, равной размеру зоны реакции ДВ, скорость реакции  $W$ , рассчитанная по температуре за УВ, меняется в  $\varepsilon$  раз. Поскольку  $W \sim \exp(E_a/RT_1(x))$ , получим условия распада КДК

$$\beta_a \left( \frac{1}{y} - \frac{1}{y'} \right) = 1, \quad y'(\Theta) = y(\Theta'), \quad \Theta' = \Theta + \delta\Theta. \quad (4)$$

Представим функцию  $y(\Theta)$  как

$$\frac{y}{y'} = \left( \frac{\Theta}{\Theta'} \right)^{\alpha_1}, \quad y = y^0 \Theta^{\alpha_1},$$

где  $\alpha_1 = d \ln y / d \ln \Theta$ ,  $y^0 = y(1)$ . Тогда условие (4) приводится к удобному для численного решения виду

$$\frac{\beta_a}{y^0 \Theta^{\alpha_1}} (1 - \omega(\Theta)) = 1, \quad (5)$$

$$\omega(\Theta) = \frac{1}{\left(1 + \frac{\delta\Theta}{\Theta}\right)^{\alpha_1}} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\lambda_a M y^2 \exp(\beta_a/y - \beta_a)}{(\gamma+1) \gamma^{1/2} \alpha_a \beta_a \Theta}\right)^{\alpha_1}}.$$

Решением этого уравнения является  $\Theta_d$  — температура распада КДК. На рис. 2 представлены найденные из (2) и (5)  $\Theta_i$  и  $\Theta_d$  как функции параметров  $\lambda_a$ ,  $\alpha_a$ . Там же точками нанесены результаты численного моделирования. В численных расчетах  $\Theta_i$  и  $\Theta_d$  находились по минимуму скорости распространения волны максимального давления и месту остановки волны реакции соответственно (см. рис. 1). Хорошее совпадение результатов моделирования и приближенных расчетов при  $\gamma = 1, 2, 3 \leq \alpha_a \leq 10$ ,  $5 \leq \beta_a \leq 30$ ,  $10^{-6} \leq \lambda_a \leq 1$  получается с  $\varepsilon = 0,75$ . Различие решений не превышает 10%. Отметим, что найденное значение  $\varepsilon$  соответствует принятому здесь определению точки распада КДК, а именно: точка распада есть координата лагранжевой частицы  $\Theta$  при  $t = 0$ , в которой происходит срыв реакции.

Рассмотрим случай, когда размер зоны реакции много меньше размера неоднородности, что соответствует большим значениям  $\beta_a$  и малым  $\lambda_a$ . Тогда из (5) с учетом  $\delta\Theta/\Theta \ll 1$  получим выражение для расчета критической температуры за УВ, ниже которой распространение КДК становится невозможным:

$$y_d = \frac{\beta_a}{\beta_a + \ln \frac{1}{\lambda_a} + \ln \varphi_d}, \quad \varphi_d = \frac{y^0 \Theta^{\alpha_1+1} (\gamma-1) \gamma^{1/2} \alpha_a}{M y^2 \alpha_1}. \quad (6)$$

Сравнивая (2) и (6), найдем, что при  $\beta_a + \ln \frac{1}{\lambda_a} \gg 1$

$$y_a \approx \Theta_f.$$

С точностью не хуже  $6/\alpha_a \%$  при  $\gamma \in [1, 2; 1, 4]$  и  $\alpha_a > 3$  выражение для температуры за УВ можно записать следующим образом:

$$\ddot{y} \approx \frac{4(\gamma-1)^2 \alpha_a \varepsilon}{\gamma+1} + \frac{4\gamma\Theta}{(\gamma+1)^2} \left( \dot{y} + \frac{3}{4}(\gamma-1)\varepsilon \right).$$

Тогда условие распада КДК (5) примет вид

$$\Theta_d = \frac{(\gamma+1)^2}{4\gamma \left( 1 + \frac{3}{4}(\gamma-1)\varepsilon \right)} \left( \frac{\beta_a}{\beta_a + \ln \frac{1}{\lambda_a} + \ln \Phi_d} - \frac{4(\gamma-1)^2 \alpha_a \varepsilon}{\gamma+1} \right). \quad (7)$$

Отсюда интервал начальных температур, внутри которого существует КДК:

$$\delta_a = \Theta_f - \Theta_d = \frac{(\gamma-1)}{\gamma \left( 1 + \frac{3}{4}(\gamma-1)\varepsilon \right)} \left( \alpha_a (\gamma^2 - 1) + \frac{(\gamma-1 + 6\gamma\varepsilon)}{4} \Theta_f \right).$$

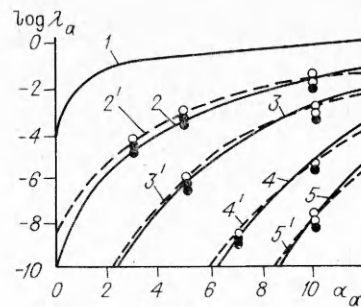
Физический смысл имеют значения параметров  $\Theta_f$ ,  $\Theta_d$ ,  $\delta_a$  в пределах от 0 до 1. При  $\Theta_f > 1$  КДК в области неоднородности температуры не возникает, при  $\Theta_d < 0$  КДК не распадается до предельно низких температур. Отметим также существенную зависимость  $\Theta_d$  и  $\delta_a$  от показателя изоэнтропы  $\gamma$ .

Уравнения (5), (7) позволяют без привлечения трудоемких расчетов методами численного моделирования найти область изменения определяющих параметров, внутри которой возможно инициирование детонации в горючей смеси по механизму [1]. Если  $\Theta_n > \Theta_d$ , то волна детонации выходит за пределы области неоднородности, если  $\Theta_n < \Theta_d$ , инициирование стационарной детонационной волны может не произойти. Согласно [3], при  $\Theta_n < \Theta_d$  после распада КДК за пределами области неоднородности может сформироваться вторичная КДК, выходящая затем на стационарный режим.

Отмечен также случай пульсирующего режима распространения детонационной волны за пределами неоднородности, который авторы [3] получили в узком диапазоне определяющих параметров. Из наших же расчетов следует, что ДВ всегда распространяется в пульсирующем режиме (в том числе и в области неоднородности) при выполнении условий: 1) параметр  $\beta_1 = \beta_a/y(\Theta)$  должен быть больше некоторой критической величины  $\beta^*$ , 2) разностная сетка должна быть достаточно мелкой, чтобы пульсации в процессе счета разрешались. По линейной теории для стационарной детонации при  $\gamma = 1,2$   $\beta^* = 7,5$  [14], что хорошо согласуется с результатами моделирования. Так, при  $\beta_1 < 6,5$  ДВ устойчива в области неоднородности и за ее пределами, хотя для  $\Theta_n < \Theta_d$  КДК распадается и в этом случае (см. рис. 2).

Приравнивая в уравнении (5) или (7)  $\Theta_d$  фиксированному значению  $\Theta_n$ , найдем связь между параметрами  $\gamma$ ,  $\alpha_a$ ,  $\beta_a$  и  $\lambda_a$ , которая будет определять границу между детонационным и недетонационными режимами. На рис. 3 приведены результаты расчетов для  $\gamma = 1,2$  и  $\Theta_n = 0,2$ . Область значений  $\lambda_a$  и  $\alpha_a$ , лежащая выше кривых с фиксированным  $\beta_a$ , соответствует случаю распада КДК в пределах неоднородности. Область ниже кривых отвечает случаю инициирования детонации, т. е. эта область параметров взрывоопасна. Кривая 1 соответствует верхнему предельному градиенту  $\lambda_2$  условия (1), нижний предел  $\lambda_1$  этого условия в масштабе рисунка не отслеживается. Из графиков видно, что результаты расчетов по (5) и (7) с аппроксимацией  $\ln \Phi_d$  функцией  $\ln \Phi_d = -0,8 - 0,26\beta_a$  практически не отличаются. На рисунке также приведе-

Рис. 3. Граничные кривые, разделяющие взрывную и невзрывную области;  $\gamma = 1,2$ ,  $\Theta_n = 0,2$ .  
 1 — верхний предел условия (1) для  $\beta_a = 5$ ,  $\beta_a = 5$  (2, 2'),  
 10 (3, 3'), 20 (4, 4'), 30 (5, 5'); 2 — 5 — расчет по (6), 2' —  
 5' — расчет по (7) с  $\ln \Phi_d = -0,8 - 0,26\beta_a$ .  
 Точки — численный расчет (● — инициирование детонации, ○ — распад детонационного комплекса).



ны результаты численных расчетов возбуждения детонации за пределами области неоднородности. В расчетах полагалось, что детонация не возникает, если вторичная КДК не формируется до моментов времени, когда затухающая УВ проходит расстояние, равное трем размерам неоднородности.

Рассмотрим теперь поведение горючей двухфракционной смеси с линейным распределением начальной относительной концентрации активного компонента в области неоднородности. Будем считать, что  $t_b \ll t_a$  и, следовательно, параметры  $\xi$  и  $\beta_b$  становятся несущественными. В этом случае быстрое выгорание компонента  $b$  создает в области неоднородности линейное распределение температуры, также линейным будет возникший профиль давления. Перейдем к новой системе определяющих параметров:  $\alpha_b, \lambda_b, \alpha'_a, \beta'_a, \lambda'_a$ , где  $\alpha'_a = \alpha_a \Theta'_n$ ;  $\beta'_a = \beta_a \Theta'_n$ ;

$$\lambda'_a = \frac{\lambda_b \alpha_b (\gamma - 1)}{\sqrt{1 + (\gamma - 1) \alpha_b}}; \quad \Theta'_n = T_0 / T_b = \frac{1}{1 + (\gamma - 1) \alpha_b};$$

$T_b$  — температура в точке  $x = 0$  после выгорания компонента  $b$ . В этой системе параметров все полученные в случае температурной неоднородности результаты остаются верными, поскольку в соотношения для расчета температуры за УВ (3) начальное давление и плотность газа не входят.

Чтобы звуковые возмущения, связанные с градиентом давления, не влияли на решение задачи, будем считать также, что  $t_a \ll t_c$ , где  $t_c = -x_n / c^0$ ;  $c^0$  — скорость звука в газе при  $T = T_0$  (или в безразмерном виде  $\lambda_b \ll 1$ ).

На рис. 4 представлены, рассчитанные по (5) графики, разделяющие взрывные (ниже кривых) и невзрывные (соответственно выше кривых) области в плоскости  $\lambda_b - \alpha_b$ . Там же приведены результаты численных расчетов. Вертикальной чертой на кривых отмечены моменты, когда перестают выполняться условия (1) и детонационная волна в области неоднородности не возникает. С ростом  $\alpha_b$  параметры  $\alpha'_a$  и  $\beta'_a$  уменьшаются, при этом увеличиваются расхождения численных и приближенных расчетов.

Таким образом, получены критические условия распада КДК в области неоднородности начальной температуры или концентрации актив-

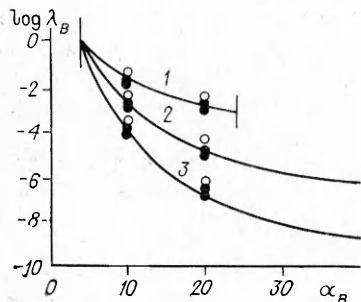


Рис. 4. Граничные кривые, разделяющие взрывную и невзрывную области, в плоскости  $\lambda_b - \alpha_b$ ;  $\gamma = 1,2$ ,  $\alpha_a = 20$ ,  $\beta_a = 15$  (1), 30 (2), 45 (3).  
 Точки — численный расчет (● — инициирование детонации, ○ — распад детонационного комплекса).

ного компонента, позволяющие оценивать значения определяющих параметров, при которых в идеальной газовой горючей смеси может возникнуть стационарная детонационная волна по механизму [1]. Найденные выражения, справедливые для линейных профилей, легко обобщаются на случай произвольных распределений начальной температуры и концентрации.

В заключение авторы выражают благодарность В. В. Митрофанову за полезные обсуждения и Ф. Г. Ягафарову за помощь в проведении расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Либрович В. Б. и др. О возникновении детонации в неравномерно нагретом газе // ПМТФ.— 1970.— № 2.— С. 76.
2. Гельфанд Б. Е., Поленов А. П., Фролов С. М. и др. К вопросу о возникновении детонации в неравномерно нагретой газовой смеси // ФГВ.— 1985.— 21, № 4.— С. 118.
3. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Поленов А. П. и др. Возникновение детонации в областях с неоднородным распределением температуры и концентрации // Там же.— 1988.— 24, № 6.— С. 101.
4. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Цыганов С. А. Возникновение детонации при многостадийном самовоспламенении // Там же.— 1989.— 25, № 4.— С. 93.
5. Махвиладзе Г. М., Рогатых Д. И. Начальные неоднородности температуры и концентрации — причина взрывного протекания химических реакций в газе.— М., 1988.— (Препр./АН СССР. ИПМ; № 321).
6. Zeldovich Y. B. // Combust. Flame.— 1980.— 39, N 2.— P. 211.
7. Ягафаров Ф. Г., Загускин В. Л. и др. Деп. в ЦНИИНТИ.— 1984.— № ДР-453.
8. Гельфанд Б. Е., Фролов С. М., Цыганов С. А. // Хим. физика.— 1989.— 8, № 5.— С. 655.
9. Гельфанд Б. Е., Махвиладзе Г. М., Рогатых Д. И. и др. Критерий спонтанного возникновения взрывного распространения реакции на неоднородном распределении периода задержки самовоспламенения.— М., 1989.— (Препр./АН СССР. ИПМ; № 424).
10. Ландау Л. Д., Лифшиц В. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1988.— 470 с.
11. Зайдель Р. М., Зельдович Я. Б. Одномерная неустойчивость и затухание детонации // ПМТФ.— 1963.— № 6.— С. 59.

г. Дзержинск

Поступила в редакцию 11/XII 1989,  
после доработки — 27/XI 1990

УДК 534.222.2 : 553.81 : 54—114

*И. Ю. Мальков*

### ОБРАЗОВАНИЕ УЛЬТРАДИСПЕРСНОЙ АЛМАЗНОЙ ФАЗЫ УГЛЕРОДА В УСЛОВИЯХ ДЕТОНАЦИИ ГЕТЕРОГЕННЫХ СМЕСЕВЫХ СОСТАВОВ

Исследовано образование УДА в условиях детонации гетерогенных смесевых составов типа октоген + жидкая органическая добавка. Показано, что на процесс зарождения и роста алмазной фазы большое влияние оказывают как особенности молекулярного строения добавок, так и параметры нагружения.

Большое значение в физико-химии ударных волн имеет изучение превращений, происходящих в органических веществах при динамическом воздействии. После обнаружения в продуктах детонации конденсированных взрывчатых веществ ультрадисперсной алмазной фазы (УДА) интерес к такого рода превращениям существенно вырос.

В работах [1, 2] показано, что образование УДА происходит и при разложении инертных органических веществ, если их ввести в качестве добавок к мощным ВВ. Сходство условий синтеза, близость размеров образующихся частиц алмаза, а также наличие только кубической модификации позволило авторам сделать вывод, что существует «единая общность» процесса образования алмазной фазы углерода как при де-