

61. Т. М. Грязнов и др. Докл. АН СССР, 1982, 267, 3, 619.
62. Е. Я. Малиночка, А. М. Дураченко, В. Т. Борисов. Изв. АН СССР. Металлы, 1983, 1, 142.
63. H. Lieberman. Патент США 4377622.
64. D. Raybould.— In: Shock waves and high — strain — rate phenomena in metals. Concepts and application. N. Y.— L.: Plenum Press, 1981.
65. M. A. Meyers, B. B. Gupta, L. L. Murr. J. of Metals, 1981, October, 21.
66. P. Kasiraj e. a.— In: Shock waves in condensed matter. Proc. Amer. Phys. Soc.: Topical Conf., July 1983. N. Y.— L.: Elsevier Science Publishers, 1984.
67. L. E. Murr, M. F. Rose. Philos. Mag., 1968, 18, 152, 281.
68. M. A. Meyers, S. L. Wang, B. B. Gupta.— In: Shock waves in condensed matter. Proc. Amer. Phys. Soc.: Topical Conf., July 1983. N. Y.— L.: Elsevier Science Publishers, 1984.
69. D. Raybould.— In: Modern developments in powder metallurgy: APMI Princetown. New Jersey, 1981.
70. D. Raybould. Metal powder report, 1980, 35, 10, 467.
71. D. Raybould. Metal powder report, 1982, 37, 5, 241.
72. N. C. Birla, W. Krishnaswamy. Powder Metallurgy, 1981, 4, 203.
73. D. Raybould. Metal powder report, 1982, 37, 11.
74. P. Gaskell. Acta Metallurgica, 1981, 29, 1203.
75. Shock waves and high — strain — rate phenomena in metals. Concepts and applications. N. Y.— L.: Plenum Press, 1981.
76. L. Leonardsson. Dilatometry of metallic glasses. Goteborg, Chalmers Univ. of Technology, 1984.
77. H. Iwasaki e. a.— In: High Pressure in Science and Technology. Pt. 1. Proc. 9-th AIRAPT Int. High Pressure conf. N. Y.— Amsterdam — Oxford, 1983.
78. He Shouan e. a.— In: High Pressure in Science and Technology. Pt. 2. N. Y.— Amsterdam — Oxford, 1983.
79. Wang Wen-Kui e. a.— In: High Pressure in Science and Technology. Pt. 3. N. Y.— Amsterdam — Oxford, 1983.
80. Р. С. Пехаков, М. М. Карпенко, А. А. Кузовников. Препринт ин-та физики им. Л. В. Киренского СО АН СССР, № 284 Ф. Красноярск, 1984.
81. D. Raybould. The carbide and tool Journal, 1984, March/April, 18.
82. W. H. Gourdin, C. J. Echer, C. F. Cline e. a. Lawrence Livermore Lab. Preprint UCRL-85274, May, 1981.

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА ЭНЕРГИЙ ИНИЦИИРОВАНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ И ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

С. А. Ждан, В. В. Митрофанов

(Новосибирск)

Одна из важных проблем гетерогенной и газовой детонации — иницирование самоподдерживающегося процесса сильной ударной волной, возникающей в результате локального выделения энергии за короткий промежуток времени.

В данной работе предлагается модель иницирования, точнее — конструктивный метод определения критических энергий иницирования газовой и газокapельной детонации, в основу которого положена зависимость минимума скорости нестационарной детонационной волны (ДВ) от относительной ширины ее фронта.

Универсальная зависимость минимальной скорости нестационарной ДВ. Задача о сферическом ($v = 3$), цилиндрическом ($v = 2$) и плоском ($v = 1$) сильном взрыве в моподисперсных (диаметром d_0) расплавах капель углеводородов в кислороде или воздухе содержит два независимых параметра с размерностью длины: d_0 — диаметр капель и $r_0 = (E_0/p_0)^{1/v}$ — так называемый динамический радиус. (Здесь E_0 — энергия иницирующего взрыва в Дж · м⁻³, p_0 — начальное давление смеси в Па.) Зависимый, но очень важный для околокритических явлений параметр — ширина детонационного фронта, определяемая в общем случае совокупностью многих физических и химических релаксационных процессов. Основную роль среди них при достаточно быстрых химических реакциях играет процесс деформации и распада первоначальных капель с характерным временем $t_0 = d_0 \sqrt{\rho_2/\rho_1}/u_1$. Этому времени в установившейся

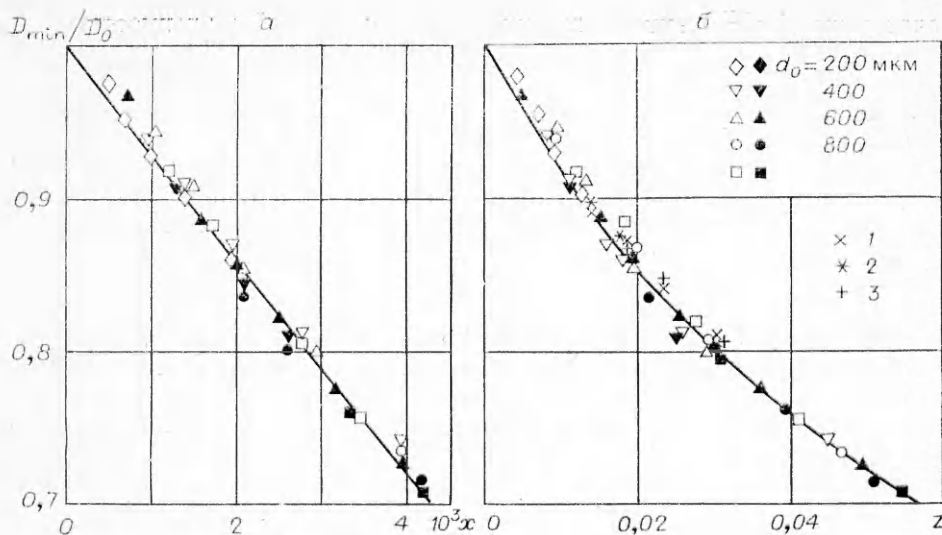


Рис. 1. Зависимость D_{\min}/D_0 от безразмерного параметра $x = \lambda_0/r_0$ (а) и от относительной ширины зоны реакции (б).
Светлые точки — $\nu=2$; 1—3 — полидисперсные распылы.

ся детонационной волне Чепмена — Жуге, движущейся со скоростью D_0 , соответствует характерная длина

$$\lambda_0 = t_0 D_0 = d_0 \sqrt{\rho_2/\rho_0} (\sqrt{\sigma_0} - 1/\sqrt{\sigma_0})^{-1},$$

где $\sigma_0 = \rho_1/\rho_0$ — сжатие газа за ведущей ударной волной (УВ); $u_1 = -D_0(1 - 1/\sigma_0)$ — скорость сжатого газа; ρ_2 — плотность жидкости.

Расчеты инициирования гетерогенной детонации [1—4] показывают, что минимум скорости D_{\min} нестационарной ДВ убывает с ростом d_0 и уменьшением r_0 . Анализ расчетных данных D_{\min} при различных значениях d_0 и r_0 и нулевых временах химической индукции $\tau_n = 0$ позволил установить, что D_{\min} зависит от безразмерного параметра $x = \lambda_0/r_0$. На рис. 1, а представлены результаты численных расчетов D_{\min}/D_0 при различных x . Причем в указанных переменных минимум скорости не зависит от геометрии задачи (ν). Найденные значения D_{\min} в монодисперсных распылах представимы в виде

$$D_{\min} = D_0(1 - 69x), \quad (1)$$

изображенном на рис. 1 линией.

Для полидисперсных распылов горючего (распыл состоит из k групп капелек диаметром d_{i0}) нельзя использовать зависимость (1), так как в этом случае существует $k + 1$ независимый параметр (d_{i0} ($i = 1, \dots, k$), r_0) с размерностью длины, и заранее не ясно, как определять средний диаметр капелек в полидисперсном распыле горючего. Покажем, что обобщение (1) возможно и на полидисперсные распылы, если в качестве характерного размера выбрана ширина зоны реакции нестационарной ДВ. Обозначим через l_m ширину зоны гетерогенной детонации, т. е. расстояние от УВ до точки $u + c = D$, в момент времени, когда скорость ДВ принимает значение D_{\min} . Рассмотрим зависимость D_{\min} от безразмерного параметра $z = l_m/r_0$, где $r_0 = (E_v/\delta p_0)^{1/\nu}$, $\delta(\nu, \gamma_0)$ — из теории точечного взрыва [5]. На рис. 1, б изображены расчетные зависимости D_{\min}/D_0 от параметра z ($\tau_n = 0$) для моно- и полидисперсных [3] распылов горючего в сферическом и цилиндрическом случаях симметрии. Все данные по минимальным скоростям нестационарных ДВ в указанных переменных (с точностью до разброса расчетных величин) группируются вдоль единой кривой. Это позволяет утверждать, что минимальная скорость нестационарной ДВ является однозначной функцией относительной ширины зоны z , т. е. $D_{\min}/D_0 = f(z)$. Значения D_{\min} от z доста-

точно точно ($\pm 2\%$) аппроксимируются аналитической зависимостью

$$(D_0/D_{\min})^2 = 1 + 18,5z, \quad (2)$$

приведенной на рис. 1, б лишней. Ширина зоны естественно зависит от D_{\min} и v . Обозначим через $y = D_0/D_{\min}$ и определим зависимость $l_m = \psi(y, v)l_0$, где l_0 — ширина зоны при $D = D_0$. В принятых обозначениях (2) имеет вид $y^2 - 1 = 18,5\psi(y, v)l_0/r^0$, а (1) преобразуем к виду $y^2 - 1 = 69(y^2 + y)l_0/\delta^{1/v}r^0$. Сравнивая эти выражения и помня, что l_0 не зависит от y и v , находим

$$\psi(y, v) = (y^2 + y)/2\delta^{1/v}, \quad l_0 = 7,46\lambda_0.$$

Критические явления в гетерогенной детонации. Все предыдущие соотношения получены для случая, когда химические реакции в газовой фазе протекают настолько быстро, что l_m определяется исключительно механическими процессами разрушения и ускорения капель жидкости, хорошо изученными экспериментально [6, 7]. Однако для каждого состава исходной детонационной среды при снижении энергии инициирующего взрыва до некоторой величины $E_{v,кр}$, которой соответствует $r_{кр}^0$, в точке минимума скорости волны достигаются критические условия детонации такие, что при более низкой скорости незатухающее распространение ДВ становится невозможным. Причина возникновения критической ситуации состоит в быстром росте задержек воспламенения.

Для гетерогенных (газ — капли) систем задержка воспламенения t_z включает в себя помимо периода индукции химических реакций $\tau_{\text{и}}$ время подготовительных физических процессов $t_{\text{п}}$: дополнительное диспергирование (дробление) исходных капель, испарение, перемешивание. Примем предложенное в [8—10] аддитивное представление задержек воспламенения

$$t_z = t_{\text{п}} + \tau_{\text{и}},$$

представив

$$\tau_{\text{и}} = K_{\tau}(\rho_0/\rho)^n (T_0/T)^m \exp(E/RT),$$

где K_{τ} , n , m , E — константы.

За характерное время для монодисперсных газочапельных смесей можно взять величину

$$t_{\text{п}} \simeq 2t_0, \quad (3)$$

соответствующую моменту наиболее интенсивного дробления и парообразования. Переформулируем выписанные временные соотношения в эквивалентных расстояниях, обозначив через $l_{\text{п}}$ — ширину зоны подготовительных физических процессов, а через $l_z = l_{\text{п}} + x_{\text{и}}$ — ширину зоны задержки энерговыделения.

Полагаем, что величина минимума скорости ДВ определяется не полной шириной зоны l_m , а лишь ее частью — зоной задержки энерговыделения l_z , которая при $x_{\text{и}} = 0$ совпадает с $l_{\text{п}} = \Delta l_m$, где

$$\Delta = \text{const} \simeq t_{\text{п}} D_{\min}/l_m \simeq 0,25. \quad (4)$$

Здесь использованы ранее приведенные значения величин $t_{\text{п}}$ и $l_0 \simeq l_m$ при $y \simeq 1$. Таким образом, учет зоны химической индукции сведется к замене (2) соотношением

$$y^2 - 1 = \frac{18,5}{\Delta} \frac{l_{\text{п}} + x_{\text{и}}}{r^0}, \quad (5)$$

тождественным с (2) при $x_{\text{и}} = 0$ и устанавливающим связь между скоростью нестационарной ДВ в точке минимума и относительной шириной задержки энерговыделения. Из предыдущего следует, что $l_{\text{п}} = \frac{\Delta(y^2 + y)}{2\delta^{1/v}} l_0$, а ширина зоны химической индукции [11] $x_{\text{и}} = x_0 y^M \exp[\beta(y^2 - 1)]$. Здесь $\beta = E/RT_1$, T_1 — температура в ударно-сжатом газе для идеальной волны, распространяющейся со скоростью D_0 , $\alpha = d \ln T/d \ln D$, $\gamma =$

$= d \ln \sigma / d \ln D$, $M = \alpha m - 1 + \gamma(n + 1)$. После подстановок (5) преобразуется к виду

$$y^2 - 1 = \frac{18,5}{\Delta r^0} \left\{ \frac{\Delta (y^2 + y)}{2\delta^{1/\nu}} l_0 + x_0 y^M \exp [\beta (y^\alpha - 1)] \right\}. \quad (6)$$

Уравнение (6) имеет два либо одно, либо ни одного решения в зависимости от значений входящих в него констант. В граничном случае единственного решения оно определяет параметры $y_{кр}$ и $r_{кр}^0$ такие, что при $r^0 < r_{кр}^0$ существование минимума скорости детонационной волны невозможно. Критические значения находятся при решении (6) совместно с продифференцированным по y уравнением. Соотношение для $y_{кр}$ имеет вид

$$A(y + 1)^2 = [(My^{-1} + \alpha\beta y^{\alpha-1})(y^2 - 1) - 2y] y^M \exp [\beta (y^\alpha - 1)],$$

$$A = \frac{\Delta l_0}{2\delta^{1/\nu} x_0}. \quad (7)$$

После решения (7) находим $r_{кр}^0$ из уравнения

$$r_{кр}^0 = 18,5 x_0 \{ A (y_{кр}^2 + y_{кр}) + y_{кр}^M \exp [\beta (y_{кр}^\alpha - 1)] \} / \Delta (y_{кр}^2 - 1). \quad (8)$$

При $A = 0$ соотношения (7), (8) определяют критические параметры $y_{газ}$, $r_{газ}^0$ для газовой детонации. Поэтому (8) удобно переписать в виде

$$\frac{r_{кр}^0}{r_{газ}^0} = \frac{(y_{газ}^2 - 1) \{ A (y_{кр}^2 + y_{кр}) + y_{кр}^M \exp [\beta (y_{кр}^\alpha - 1)] \}}{(y_{кр}^2 - 1) \{ \frac{y_{газ}^M \exp [\beta (y_{газ}^\alpha - 1)]}{y_{газ}^M \exp [\beta (y_{газ}^\alpha - 1)]} \}}. \quad (9)$$

Получить аналитическое решение трансцендентного уравнения (7) в общем случае, т. е. для любых значений параметра A , не удастся. Однако если $A \in (0, 10)$ (интервал, характерный для газокпельных топливно-воздушных смесей), то можно в явном виде выписать приближенные решения (7), (9) как функции параметра A с высокой точностью.

Будем искать решение (7) в виде $y = y_{газ}(1 + \varepsilon)$, где ε — малый параметр. Подставив это выражение в (7), разложим его по параметру ε , пренебрегая членами $O(\varepsilon^3)$. После преобразований получим квадратное уравнение

$$c\varepsilon^2 + \varepsilon - eA = 0,$$

где $a = y_{газ}^M \exp [\beta (y_{газ}^\alpha - 1)]$; $b = 2/(y_{газ}^2 - 1)$; $c = y_{газ}b + \alpha\beta y_{газ}^\alpha$; $d = (M - 2)(M - 1) + \alpha\beta(\alpha - 1)y_{газ}^{\alpha-M} + b(3 - M + b)$; $e = y_{газ}(y_{газ} + 1)/ad \times (y_{газ} - 1)$. Поэтому

$$\varepsilon(A) = \frac{2eA}{1 + \sqrt{1 + 4ceA}}, \quad y_{кр} = y_{газ}[1 + \varepsilon(A)]. \quad (10)$$

При заданном значении параметра $A = \Delta l_0 / 2\delta^{1/\nu} x_0$ из (10) находим $\varepsilon(A)$, затем $y_{кр}$. Подставив вычисленное значение $y_{кр}$ в уравнение (9), определим $r_{кр}^0 / r_{газ}^0$. Сравнение расчетов $y_{кр}$ по уравнениям (7) и (10) показало, что с увеличением A ошибка в определении $y_{кр}$ и $r_{кр}^0 / r_{газ}^0$ по (10) монотонно растет, достигая 1% при $A \approx 10$. Выражениями (10) можно пользоваться для большинства гетерогенных топливно-воздушных смесей, где условие $A \leq 10$ выполняется. В общем случае необходимо итерациями решать трансцендентное уравнение (7) и полученный результат подставлять в (9).

Таким образом, при известных выражениях для химических задержек воспламенения и параметрах инициирования гомогенной газовой (паровой) смеси того же горючего из формул (7) — (10) можно определить параметры инициирования детонации в гетерогенной (газ — капли) смеси.

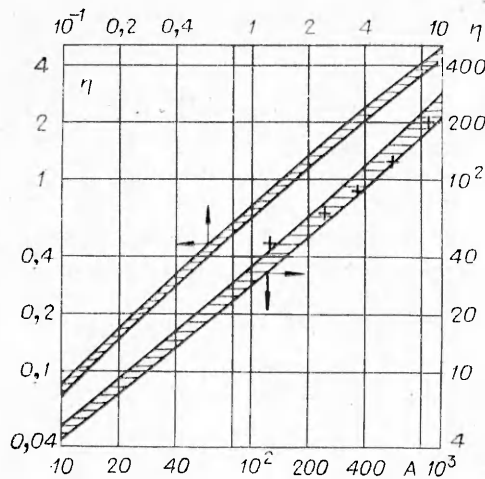


Рис. 2. Зависимость $\eta = r_{кр}^0 / r_{газ}^0 - 1$ от параметра A . (+ данные работы [24] при тех же кинетических константах в индукционном периоде.)

Проанализируем поведение решений уравнения (9), обозначив $\eta = r_{кр}^0 / r_{газ}^0 - 1$. В соответствии с (7), (9) $\eta = F(\alpha, \beta, M, A)$ — функция четырех параметров. Для большинства реальных смесей α, β, M изменяются в диапазонах $\alpha \in [1, 4, 1, 6]$, $\beta \in [5, 10]$, $M \in [-0, 5, 0, 5]$. Результаты численных решений (9), в которых варьировались α, β, M в указанных интервалах, приведены на рис. 2 в виде зависимостей $\eta(A)$

(ширина заштрихованной полосы показывает степень изменения η от α, β, M). Видно, что функция η монотонно увеличивается с ростом A и слабо зависит от α, β, M . Этот факт принципиально важен для конструктивного подхода при определении критических энергий инициирования гетерогенной детонации.

Энергия инициирования газовых смесей. К сожалению, в настоящее время сведения о химических задержках воспламенения и точность их количественных выражений для широкого класса газовых реагирующих сред недостаточны. Поэтому для описания химических свойств смеси воспользуемся наряду с кинетическими константами также размером элементарной автоколебательной ячейки на фронте газовой детонации [12—15]:

$$b = \xi \beta \sigma^0 x_0. \quad (11)$$

Здесь записано обобщенное на основании работ [13—16] выражение для длины ячейки при установившейся средней скорости детонации $D = D_0$. Согласно данным [14—16], коэффициент $\xi = 1,4 \pm 0,6$. Причем для воздушных смесей ξ меньше, чем для кислородных, примем для них значения $\xi = 1,1$ и $1,7$ соответственно.

Переход к газовым смесям без капель в уравнениях (7), (8) осуществляется при $d_0 = 0, A = 0$. Разлагая полученные выражения в ряд по степеням $(y - 1)$ и сохраняя только линейные члены, найдем

$$y_{газ} = 1 + \frac{1}{\alpha\beta + M}, \quad (12)$$

$$r_{газ}^0 = \frac{9,25e}{\Delta} (\alpha\beta + M) x_0 \simeq \frac{25}{\Delta\sigma^0} \frac{\alpha}{\xi} b \simeq \frac{100}{\sigma^0} \frac{\alpha}{\xi} b, \quad (13)$$

где в последнее выражение подставлено $\Delta \simeq 0,25$ из (4). При $\beta \geq 7$ имеем $y_{газ} - 1 \simeq 0,1$, и найденное приближенное решение для $y_{газ}$ и $r_{газ}^0$ обладает достаточной точностью.

Критическая энергия инициирования выражается как

$$E_v^0 = \delta_v p_0 (r^0)^v. \quad (14)$$

Формулы (13), (14) полностью определяют энергию инициирования газовых смесей. Полученная зависимость критических параметров инициирования от ширины индукционной зоны находится в соответствии с работой [17], а общий вид соотношений аналогичен найденным в [18—21]. Несколько отличаются лишь множители перед b^v или x_0^v . В согласии с экспериментальными данными [18], критический динамический радиус $r_{газ}^0$ одинаков для всех случаев симметрии задачи, что не выполнялось в [11] из-за пренебрежения нестационарными динамическими эффектами.

ми. В работе [11] указанный недостаток можно исправить путем замены $(\nu - 1) \rightarrow \frac{2}{3} \nu$ в выражениях для $\bar{E}_{кр}^0$, тогда результаты вычислений энергий инициирования совпадут с вычислениями по формулам (13), (14) с точностью до коэффициента 2 во всех случаях симметрии. Приблизительно с такой же точностью наблюдается соответствие расчетов по предлагаемой модели с экспериментальными данными [22, 23].

Таким образом, обобщение зависимостей между характерными параметрами в задаче о прямом иницировании детонации, первоначально полученных в численных расчетах для гетерогенной среды без задержек воспламенения, позволило сформулировать простую математическую модель и получить конечные алгебраические выражения для расчета энергий инициирования как газовых смесей, так и газок капельных с химическими задержками воспламенения. При этом для газовых смесей за счет специального выбора t_n/t_0 , определяющего значение Δ , получены формулы, близкие к наиболее точным из известных ранее. (Очевидно, модель допускает некоторый произвол в выборе указанной величины, слабо влияющий на результаты при $x_0 \ll \lambda_0$.) Для газок капельных систем с большим временем дробления капель относительно времени химической индукции в волне Чепмена — Жуге расчет по описанной модели коррелирует (см. рис. 2) с имеющимися результатами полного численного решения задачи инициирования [24] в кислородных газовзвесах. В промежуточном случае соизмеримых времен дробления и химической индукции модель дает достаточно обоснованную интерполяцию энергий инициирования на область мелкодисперсных капельных аэрозолей.

Для газовзвесей, химические задержки воспламенения которых достоверно неизвестны, но экспериментально определены энергии инициирования газовой смеси того же молекулярного состава и равной энтальпии, можно, используя зависимость $r_{кр}^0/r_{газ}^0$ от параметра $A \simeq 18\beta l_0/r_{газ}^0$ на рис. 2, оценивать энергии инициирования гетерогенной детонации распылов с каплями любых размеров.

Поступила в редакцию 28/XII 1984,
после доработки — 15/III 1985

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ждан. ФГВ, 1976, 12, 4, 586.
2. С. А. Ждан. ФГВ, 1977, 13, 2, 258.
3. С. А. Ждан.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 32. Новосибирск, 1977.
4. С. А. Ждан, В. В. Митрофанов.— В кн.: Детонация. Критические явления. Физ.-хим. превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.
5. В. П. Коробейников, Н. С. Мельникова, Е. В. Рязанов. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961.
6. E. K. Dabora, L. P. Weinberger. Acta Astron., 1974, 3/4, 361.
7. Б. Е. Гельфанд.— В кн.: Химия физич. процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
8. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Когарко. Arch. termodyn. i spal., 1975, 6, 1, 77.
9. T. H. Pierce, C. W. Kauffman, J. A. Nicholls. Amer. Inst. Aeron. Astron., Paper N 163, N. Y., 1975.
10. А. В. Пинаев, А. И. Сычев. ФГВ, 1982, 18, 6, 81.
11. В. В. Митрофанов. ФГВ, 1983, 19, 4, 169.
12. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчян. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
13. В. В. Митрофанов, В. А. Субботин.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
14. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1977, 13, 3; 1979, 15, 6.
15. В. И. Манжалей, В. А. Субботин, В. А. Щербаков.— В кн.: Детонация. Черноголовка, 1977.
16. В. И. Манжалей. Канд. дис. Новосибирск, 1981.
17. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, П. И. Симонов. ЖТФ, 1956, 26, 8, 1744.
18. J. H. Lee. Ann. Rev. Phys. Chem., 1977, 28, 75.
19. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 3, 101.
20. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1976, 12, 6.
21. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1981, 17, 2, 127.
22. D. C. Bull, J. V. Elworth, G. Hooper. Acta Astron., 1978, 5, 11—12, 997.
23. А. А. Васильев. ФГВ, 1983, 19, 1, 121.
24. С. А. Ждан. ФГВ, 1981, 17, 6, 105.