

## К ТЕОРИИ ДЕТОНАЦИИ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ С НЕПЕРЕМЕШАНЫМИ (ГАЗ — ПЛЕНКА) ФАЗАМИ

В. М. Гендугов  
(Москва)

Гетерогенные системы с неперемешанными фазами возникают в каналах, трубах, трещинах унитарного твердого топлива и т. п., когда одна из фаз (несущая) заполняет канал, а другая — в виде слоя — нанесена на стенки. В отличие от гетерогенных смесей несущая фаза занимает односвязанную область. В указанных системах возможно распространение детонации, которая названа детонацией в гетерогенных системах с неперемешанными фазами. Частным ее случаем является детонация, распространяющаяся в канале, заполненном газообразным окислителем, на стенки которого нанесен слой горючего. В литературе такая детонация чаще встречается под названием гетерогенная (газ — пленка) детонация. Ее экспериментальному и теоретическому исследованию посвящено значительное число работ.

В [1—6] выявлены закономерности распространения детонационных волн в каналах (трубах) различной геометрии в зависимости от начальных условий эксперимента и физико-химических свойств фаз. Полученные покадровые снимки [5, 6] позволили описать структуру волны, которая содержит лидирующую ударную волну в несущей фазе и зону межфазного взаимодействия за ней. Установлено, что в зоне межфазного взаимодействия горючее переносится в поток газа и сгорает в узкой области пограничного слоя.

Теоретические исследования гетерогенной (газ — пленка) детонации затруднены сложностью зоны межфазного взаимодействия, а также необходимостью выбора критерия стационарности. Модели [6—13], основанные на преимущественной роли испарения горючего с поверхности пленки, принципиально различаются лишь критерием стационарности гетерогенной (газ — пленка) детонации. В работах [3, 14, 15] отмечено, что возможный механизм смесеобразования состоит в потере устойчивости пленки, образовании поверхностных волн и последующего механического срыва горючего в газовый поток. Необходимость учета этого эффекта не вызывает сомнений. Однако трудности, связанные с математической постановкой задачи о поведении слоя вязкой жидкости за ударной волной, не позволяют корректно решить ее в настоящее время. Применение же оценочных соотношений межфазного массообмена горючего за ударной волной вследствие механического разрушения пленки снижает ценность модели гетерогенной (газ — пленка) детонации.

В данной работе развивается теория детонации в гетерогенных системах с неперемешанными (газ — пленка) фазами, в рамках которой удастся описать структуру детонационной волны, вывести условия стационарности и уравнения для определения пределов распространения детонации.

### Постановка задачи

Пусть в канале постоянного поперечного сечения, заполненного походящимся газообразным окислителем при температуре  $T_0$  и давлении  $p_0$ , стенки которого частично или полностью покрыты пленкой конденсированного горючего, распространяется с постоянной скоростью  $U_0$  детонация. Детонационная волна включает лидирующую ударную волну и зону межфазного взаимодействия за ней. В результате взаимодействия потока газа с поверхностью пленки в газ переносится горючее, которое сгорает в узкой области пограничного слоя. В основе теории лежит предположение, что система одномерных уравнений, полученных осреднением неодномерных уравнений движения по площади поперечного сечения канала, эквивалентно описывает течение за лидирующей ударной волной.

Следуя [16], можно показать, что осреднение газодинамических параметров потока и граничных условий вносит незначительную погрешность в результат и не нарушает качественной картины. В общем случае нельзя осреднять только скорость химической реакции, которая зависит от локальных значений температуры и концентрации компонентов. Однако это затруднение устранимо, если считать узкую зону реакции поверхностью диффузионного пламени.

Примем, что реакция на поверхности диффузионного пламени происходит в газовой фазе компонентов независимо от механизма межфазного массообмена. Фактически это означает, что при механическом разрушении пленки капли горючего испаряются в области между поверхностями пленки и диффузионного пламени. В системе координат, связанной с лидирующей ударной волной, движение стационарно и газодинамические параметры есть функции только продольной координаты  $x$ . Запишем уравнения движения несущей фазы, пренебрегая изменением площади поперечного сечения канала, обусловленного переносом горючего в газ, и считая, что несущая фаза — невязкая среда, за исключением окрестности границы раздела фаз. Тогда имеем уравнения: неразрывности  $i$ -го компонента

$$\frac{d}{dx} \rho u c_i = \dot{m} c_{iw} + \mu_i (v_i'' - v_i') \omega, \quad (1)$$

неразрывности смеси

$$\frac{d}{dx} \rho u = \dot{m}, \quad (2)$$

количества движения

$$\frac{d}{dx} (\rho u^2 + p) = \dot{m} U_s + \tau, \quad (3)$$

полной энтальпии

$$\frac{d}{dx} \rho u H = \dot{m} (H_w + U_s^2/2) + \tau U_s - q \quad (4)$$

и состояния смеси калорически совершенных газов

$$p = \rho R T \sum_{i=1}^N \frac{c_i}{\mu_i}. \quad (5)$$

Здесь  $p$ ,  $\rho$ ,  $T$ ,  $u$  — давление, плотность, температура и скорость;  $\omega$  — скорость реакции;  $R$  — абсолютная газовая постоянная;  $c_i$ ,  $\mu_i$ ,  $v_i'$ ,  $v_i''$  — массовая концентрация, молекулярный вес, стехиометрические коэффициенты

до и после реакции  $i$ -го компонента;  $H = \sum_{i=1}^N c_i h_i + \frac{u^2}{2}$  — полная энтальпия;  $h_i = c_{pi} T + h_i^0$ ;  $c_{pi}$ ,  $h_i^0$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении и энергия образования  $i$ -го компонента;  $\dot{m} = \frac{kL}{A} \dot{m}_w$ ;  $L$ ,  $A$ ,  $k$  — периметр, площадь поперечного сечения и доля поверхности канала, покрытой горючим;  $\dot{m}_w$  — скорость межфазного массообмена на единицу поверхности пленки;  $\tau = L/A \cdot [k\tau_0 + (1-k)\tau_1]$ ;  $\tau_1$ ,  $\tau_0$  — напряжение трения на поверхности канала, свободной от горючего, и поверхности пленки;  $q = L/A \cdot [kq_0 + (1-k)q_1]$ ;  $q_1$ ,  $q_0$  — потоки тепла к поверхности канала, на которой нет и есть горючее. Индекс  $w$  относится к газодинамическим параметрам на поверхности канала.

Газодинамические параметры непосредственно за лидирующей ударной волной, т. е. при  $x = 0$ , удовлетворяют условиям:

$$p = p_e, \rho = \rho_e, c_i = c_{ie}, u = u_e, H = H_e, \quad (6)$$

которые определяются из соотношений на скачке уплотнения.

Преобразуем (4) к удобному виду. Для этого умножим (1) на  $h_i^0$ , просуммируем по компонентам и сумму вычтем из (4). В результате

получим

$$\frac{d}{dx} \rho u \left( \bar{c}_p T + \frac{u^2}{2} \right) = \dot{m} \left( \bar{c}_{pw} T_w + \frac{U_s^2}{2} \right) + \tau U_s - q + \mu_N (v'_N - v''_N) \Delta H \omega, \quad (7)$$

где  $\Delta H = \frac{\sum_{i=1}^N \mu_i (v''_i - v'_i) h_i^0}{\mu_N (v''_N - v'_N)}$  — теплота сгорания на единицу массы горючего;  $\bar{c}_p = \sum_{i=1}^N c_i c_{pi} / \mu_i$  — замороженная теплоемкость смеси;  $T_w$  — температура поверхности пленки. Уравнение (7) записано в приближении  $v_w^2 \ll U_s^2$  ( $v_w$  — скорость вдува горючего в газ).

Интегрируя (1)–(3), (7), с учетом начальных условий на скачке получим

$$\begin{aligned} \rho u c_i &= \int_0^x \dot{m} c_{iw} dx + \mu_i (v'_i - v''_i) \int_0^x \omega dx + \rho_e u_e c_{ie}, \\ \rho u &= \int_0^x \dot{m} dx + \rho_e u_e, \\ \rho u^2 + p &= U_s \int_0^x \dot{m} dx + \int_0^x \tau dx + p_e + \rho_e u_e^2, \\ \rho u \left( \bar{c}_p T + \frac{u^2}{2} \right) &= \int_0^x \dot{m} \left( \bar{c}_{pw} T_w + \frac{U_s^2}{2} \right) dx + \\ &+ U_s \int_0^x \tau dx - \int_0^x q dx + \mu_N (v'_N - v''_N) \Delta H \int_0^x \omega dx + \\ &+ \rho_e u_e \left( \bar{c}_{pe} T_e + \frac{u_e^2}{2} \right). \end{aligned}$$

Причем замороженная теплоемкость и средний молекулярный вес смеси определяются из (1) соответственно умножением на  $c_{pi} / \mu_i$  (делением на  $\mu_i$ ) и суммированием по компонентам и интегрированием уравнения для сумм, т. е.

$$\begin{aligned} \bar{c}_p &= \sum_{i=1}^N c_i \frac{c_{pi}}{\mu_i} = \frac{\rho_e u_e \bar{c}_{pe} + \sum_{i=1}^N (v''_i - v'_i) c_{pi} \int_0^x \omega dx + \sum_{i=1}^N \frac{c_{pi}}{\mu_i} \int_0^x \dot{m} c_{iw} dx}{\rho_e u_e + \int_0^x \dot{m} dx}, \\ \frac{1}{\mu} &= \sum_{i=1}^N \frac{c_i}{\mu_i} = \frac{\rho_e u_e / \mu_e + \sum_{i=1}^N \int_0^x \frac{\dot{m} c_{iw}}{\mu_i} dx + \sum_{i=1}^N \int_0^x (v''_i - v'_i) \omega dx}{\rho_e u_e + \int_0^x \dot{m} dx}. \end{aligned}$$

Исключая из интегральных уравнений  $\bar{c}_p T$  с помощью выражения (5), после алгебраических преобразований получим

$$u = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{F}{M} + \sqrt{G}, \quad (8)$$

$$p = \frac{F}{\gamma + 1} - M \sqrt{G}, \quad (9)$$

$$\rho = M/u, \quad (10)$$

где

$$M = \int_0^x \dot{m} dx + \rho_e u_e; \quad F = \int_0^x \tau dx + U_s \int_0^x \dot{m} dx + p_e + \rho_e u_e^2;$$

$$\gamma = 1 - \frac{\bar{R}}{\bar{c}_p}; \quad \bar{R} = \frac{R}{\mu}; \quad G = \left( \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{F}{M} \right)^2 - 2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{Q}{M};$$

$$Q = - \int_0^x q dx + \int_0^x \dot{m} \left( \bar{c}_{pw} T_w + \frac{U^2}{2} \right) dx + U_s \int_0^x \tau dx +$$

$$+ \mu_N (\dot{v}_N - \ddot{v}_N) \Delta H \int_0^x \omega dx + \rho_e u_e \left( \bar{c}_{pe} T_e + \frac{u_e^2}{2} \right).$$

Знак перед корнем выбран из условия равенства величин  $u$ ,  $p$ ,  $\rho$  их значениям на ударной волне. Так как  $u$ ,  $p$ ,  $\rho$  — действительные функции, то  $G$  — характеристическая функция детонации — не отрицательна ( $G \geq 0$ ). Уравнения (8) — (10) определяют структуру течения в зоне межфазного взаимодействия, как функцию  $x$ , скорости волны  $U_s$ , физико-химических параметров фаз и начальных условий процесса.

### Условия стационарности

Условия стационарности детонации в гетерогенных системах с перемешанными (газ — пленка) фазами выводятся непосредственно из уравнений (2) — (3), (7). Введем величину удельного объема  $v = \rho^{-1}$ , запишем (2), (3), (7) через  $v$  и получим уравнения неразрывности

$$\frac{du}{dx} - \frac{u}{v} \frac{dv}{dx} = \dot{M}v \quad (11)$$

и количества движения

$$\frac{dp}{dx} + \frac{d(u^2/v)}{dx} = \dot{F}.$$

С учетом (11) находим

$$\frac{dp}{dx} + \frac{u^2}{v^2} \frac{dv}{dx} = \dot{F} - 2u\dot{M} =: \sigma. \quad (12)$$

Выражение (7) с учетом равенства  $\bar{c}_p T = \frac{\gamma}{\gamma-1} pv$  приводится к виду

$$\frac{d}{dx} \rho u \left( \frac{\gamma}{\gamma-1} pv + \frac{(\rho u^2) v^2}{2} \right) = \frac{dQ}{dx}.$$

После дифференцирования и алгебраических преобразований получим

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{dp}{dx} + \frac{1}{\gamma-1} \left( \frac{a}{v} \right)^2 \frac{dv}{dx} + \frac{u^2}{v^2} \frac{dv}{dx} = \beta, \quad (13)$$

где  $\beta = u^{-1} \left( \dot{Q} - \dot{M} \left( \frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{u^2}{2} \right) \right) + \frac{M a^2}{\gamma u} \frac{d(\gamma-1)^{-1}}{dx} - u\dot{M}$ ;  $a^2 = \gamma pv$  — замороженная скорость звука. Вычитая из (13) уравнение (12), имеем

$$\frac{dp}{dx} + \frac{a^2}{v^2} \frac{dv}{dx} = \xi, \quad (14)$$

$$\xi = (\gamma-1) (\beta/\sigma - 1).$$

Объединим (12) и (14), тогда

$$\frac{dp}{dv} = v^{-2} \frac{\xi u^2 - u^2}{\xi - 1}. \quad (15)$$

В (15) знаменатель обращается в нуль при  $\xi = 1$ . Для того чтобы это уравнение имело смысл во всей области за ударной волной, необходимо, чтобы и числитель обращался в нуль при  $\xi = 1$ . Таким образом, в критическом сечении, удаленном от лидирующей ударной волны на расстояние  $x = x_*$ , одновременно выполняются равенства

$$u = a, \quad (16)$$

$$\dot{Q} + \frac{\gamma-1}{2(\gamma-1)} \dot{M} a^2 - \frac{\gamma}{\gamma+1} \dot{F} a + \frac{\dot{M} a^2}{\gamma} \frac{d}{dx} (\gamma-1)^{-1}, \quad (17)$$

названные необходимыми условиями стационарности. Заметим, что для стационарной детонации условия (16), (17) всегда достигаются, иначе течение за ударной волной всюду будет дозвуковым, и любые возмущения в нем, догоняя ударную волну, меняют ее интенсивность.

### Характеристическая функция детонации

Исследуем свойства неотрицательной характеристической функции  $G(x) = \left(\frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{F}{M}\right)^2 - 2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{Q}{M}$ . Покажем, что она положительна на фронте лидирующей ударной волны. При  $x = 0$

$$\gamma = \gamma_e, \quad M = \rho_e u_e, \quad F = p_e + \rho_e u_e^2, \quad Q = \rho_e u_e \left( \bar{c}_p T_e + \frac{u_e^2}{2} \right),$$

поэтому

$$G(0) = \left( \frac{\gamma_e}{\gamma_e+1} \frac{p_e}{\rho_e u_e} - \frac{u_e}{\gamma_e+1} \right)^2 = \frac{u_e}{\gamma_e+1} \left( \frac{a_e}{u_e^2} - 1 \right)^2.$$

Так как движение газа относительно ударной волны всегда дозвуковое, то  $a_e/u_e > 1$ . Следовательно, на скачке уплотнения  $G(0) > 0$ .

Докажем теперь, что в критическом сечении характеристическая функция детонации обращается в нуль. Поскольку замороженная скорость звука в смеси газов  $a^2 = \gamma p v$  и, согласно условию стационарности (16), в критическом сечении местная замороженная скорость звука равна относительной скорости потока, то

$$\gamma p = \rho u^2 = M u.$$

Подставим в это соотношение уравнения (8) и (9), тогда

$$\frac{\gamma}{\gamma+1} F - \gamma M \sqrt{G} = \frac{\gamma}{\gamma+1} F + M \sqrt{G}.$$

Очевидно, что при  $\gamma \neq -1$   $G = 0$ , т. е.

$$\left( \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{F}{M} \right)^2 - 2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{Q}{M} = 0. \quad (18)$$

Кроме того, из (8) следует

$$u = a = \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{F}{M} = \sqrt{2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{Q}{M}}. \quad (19)$$

Докажем, что в критическом сечении производная характеристической функции обращается в нуль. Действительно,

$$\begin{aligned} \frac{dG}{dx} = & 2 \left( \frac{\gamma}{(\gamma+1)^3} \frac{F^2}{M^2} - \frac{2Q}{M(\gamma+1)^2} \right) \frac{d\gamma}{dx} + 2 \left( \frac{\gamma}{\gamma+1} \right)^2 \frac{F}{M^2} \frac{dF}{dx} - \left( \frac{\gamma}{\gamma+1} \right)^2 \left( \frac{FM^{-1}}{M^2} \right) \frac{dM}{dx} - \\ & - 2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} M^{-1} \frac{dQ}{dx} - M^{-1} \left( \frac{\gamma^2 F^2}{(\gamma+1)^2 M^2} - 2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{Q}{M} \right) \frac{dM}{dx}. \end{aligned}$$

Согласно (18), выражение в последней скобке равно нулю. Перепишем

производную  $dG/dx$  с учетом (19)

$$\frac{dG}{dx} = -2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} M^{-1} \left[ \dot{Q} + \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} a^2 \dot{M} - \frac{\gamma}{\gamma+1} \dot{F}a - \frac{a^2 M}{\gamma} \frac{d}{dx} (\gamma-1)^{-1} \right].$$

Из условия стационарности (17) следует, что выражение в квадратных скобках равно нулю, поэтому  $dG/dx = 0$ .

Таким образом, в критическом сечении неотрицательная характеристическая функция детонации  $G$  обращается в нуль вместе со своей производной. Следовательно, в этом сечении она имеет минимум, т. е.

$$d^2G/dx^2 \geq 0. \quad (20)$$

Полученные результаты позволяют сформулировать задачу определения стационарной скорости детонации в гетерогенных системах с неперемешанными (газ — пленка) фазами в терминах свойств характеристической функции фазам:

$$G = 0: \quad \left( \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{F}{M} \right)^2 - 2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{Q}{M} = 0,$$

$$\frac{dG}{dx} = 0: \quad \dot{Q} + \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} a^2 \dot{M} - \frac{\gamma}{\gamma+1} \dot{F}a - \frac{a^2 M}{\gamma} \frac{d}{dx} (\gamma-1)^{-1} = 0,$$

$$\frac{d^2G}{dx^2} \geq 0.$$

Особенности (17), (18), (20) состоят в том, что они связывают функции, определяющие межфазные взаимодействия, которые зависят только от скорости лидирующей ударной волны  $U_s$ , протяженности зоны межфазного взаимодействия  $x_*$  и параметров  $\eta_i$ , характеризующих физико-химические свойства фаз и начальные условия. Если вид этих функций известен, то задача полностью решена. Действительно, определив из (17) и (18)  $U_s$  и  $x_*$  как функции  $\eta_i$ , найдем не только скорость стационарной детонации и протяженность зоны реакции, но и структуру детонационной волны из (8) — (10). При этом область параметров  $\eta_i$ , при которых реализуется стационарная скорость, задается неравенством

$$\dot{G}(U_s, x_*, \eta_i) \geq 0.$$

### Выводы

1. Условия стационарности есть следствия дифференциальных уравнений, описывающих структуру волны детонации.

2. В критическом сечении местная замороженная скорость звука равна скорости газа относительно лидирующей ударной волны. Одновременно с этим выполняется условие обращения воздействий.

3. Характеристическая функция детонации неотрицательна во всех областях за лидирующей ударной волной, обращается в нуль вместе со своей производной и имеет минимум в критическом сечении.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, А. И. Сербинов и др. Промышленная энергетика, 1964, 10, 12.
2. В. Е. Гордеев, В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 160, 4.
3. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1965, 162, 1.
4. В. Ф. Комов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1967, 175, 1.
5. С. А. Лесняк, М. А. Назаров, Я. К. Трошин и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 5.
6. K. W. Ragland, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 5.
7. C. S. Rao, M. Sichel, J. A. Nicholls. Comb. Sci. and Technol., 1972, 4.
8. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ПМТФ, 1974, 13.
9. М. В. Воробьев, С. А. Лесняк, И. А. Назаров и др. Докл. АН СССР, 1976, 260, 2.
10. Т. В. Ромаданова, И. Н. Зверев. — В кн.: Газовая и волновая динамика. М.: Изд-во МГУ, 1979.
11. В. М. Гендугов. ФГВ, 1979, 15, 5.
12. В. М. Гендугов. ФГВ, 1982, 18, 3.

13. С. А. Лесняк, В. Г. Слуцкий. ФГВ, 1984, 20, 4.
14. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. М. Шерпанев и др. ФГВ, 1982, 18, 5.
15. С. М. Фролов, Б. Е. Гельфанд, А. А. Борисов. ФГВ, 1985, 21, 1.
16. Я. Б. Зельдович, А. С. Комнанеев. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.

*Поступила в редакцию 20/XII 1985,  
после доработки — 11/X 1986*

## О РЕГИСТРАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ЧЕПМЕНА — ЖУГЕ ПРИ ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ<sup>1</sup>

*К. К. Шведов*

*(Черноголовка)*

Регистрация параметров Чепмена — Жуге при детонации конденсированных ВВ представляет определенные трудности принципиального и технического характера. Поэтому до настоящего времени в значениях давления и показателя политропы продуктов детонации (ПД) имеется большой разброс, превосходящий часто методические погрешности измерений. Например, для высокоплотного тротила указываются давления от 17,7 до 22,0 ГПа [1].

Разброс в параметрах детонации конденсированных ВВ приводит к критике основных положений современной гидродинамической теории детонации, ставит под сомнение возможность однозначного определения состояния Чепмена — Жуге при детонации зарядов конечного диаметра, а также получения надежных исходных данных для построения уравнения состояния ПД и использования его для расчетов параметров детонации и действия взрыва. Причины несовпадения параметров детонации конденсированных ВВ неоднократно обсуждались в литературе [2—5], но единого мнения по этому вопросу до настоящего времени нет. Это связано с необходимостью установления структуры детонационной волны для однозначного определения состояния Чепмена — Жуге, что делается далеко не во всех работах. Важным этапом в решении этой задачи явилось экспериментальное обнаружение химпика в литом составе В и пресованном тротиле в первых исследованиях по методу преград [6, 7]. Их результаты и выводы оказали большое влияние как на методологию определения параметров детонации, так и на построение различных схем их расчета. Однако, как выяснилось позже [2, 3], в указанных работах допущены ошибки, что привело к количественному несовпадению полученных результатов с данными других авторов.

Впервые на факт несовпадения параметров детонации одних и тех же ВВ, полученных различными методами, указано в [2]. В [2—4] вскрыты основные причины разброса данных и указаны способы их устранения. Это привлекло внимание исследователей к проблеме, но к ее окончательному решению не привело. В [5], например, высказываются соображения о том, что в зарядах конечного диаметра в принципе невозможно однозначно определить состояние Чепмена — Жуге.

Такое положение заставляет вновь остановиться на некоторых вопросах определения параметров детонации конденсированных ВВ.

Следует отметить, что противоречивые выводы, прежде всего, связаны с рассмотрением данных конкретных работ без соответствующего анализа результатов предыдущих исследований, что не дает полного представления о действительном состоянии вопроса. Поэтому кажется целесообразным сделать подробный обзор результатов определения параметров Чепмена — Жуге широко известных ВВ, полученных в ранних работах, и сопоставить их с последними данными. Наиболее удобны для этих целей состав В (Г/ТНТ 60/40), сплав ТГ 50/50 и тротил.

<sup>1</sup> Обзор экспериментальных работ.