

3. Б. Н. Кондриков, В. М. Райкова.— В сб.: Вопросы теории ВВ. Вып. 83. М., 1974, с. 147.
4. Б. Н. Кондриков, В. М. Райкова, Б. С. Самсонов. ФГВ, 1973, 9, 1, 84.
5. А. Н. Афанасенков, И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов.— В сб.: Взрывное дело, № 68/25. М., «Недра», 1970, с. 68.
6. M. Cowperthwaite, R. Shaw. J. Chem. Phys., 1970, 53, 555.
7. R. Shaw. J. Chem. Phys., 1971, 54, 3657.

ПРИМЕНЕНИЕ ПРЕДЕЛОВ ИНИЦИИРОВАНИЯ ЖИДКИХ ВВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЙ ДЕТОНАЦИИ

И. М. Воскобойников, Н. Ф. Воскобойникова

Определению давлений детонации конденсированных взрывчатых веществ посвящено достаточно большое число работ, однако задача не потеряла актуальности по следующим причинам. В работах разных авторов, проводивших исследования с одним и тем же ВВ, нередко указываются величины давлений детонации или показателей политропы продуктов взрыва, различающиеся значительно больше, чем суммарная погрешность измерения. Для большого числа ВВ, отличающихся необычностью состава и применяющихся в практической деятельности, данные о давлениях детонации вообще отсутствуют. Это положение, по видимому, вызвано недостаточным совершенством использованных методов регистрации и процедуры обработки первичных экспериментальных данных, а также сложностью и трудоемкостью отладки существующих методик.

В данном сообщении описывается модификация метода отражения для измерения динамических давлений, в которой используются сведения о пределах инициирования детонации жидких ВВ ударными волнами. Она весьма проста технически, не требует применения уникальной и сложной аппаратуры и обеспечивает высокую точность измерения. Возможности методики иллюстрируются на примере нахождения показателей политропы продуктов взрыва тротила, гексогена, тэна и некоторых других ВВ, хотя она с успехом может быть применена в более широком

круге экспериментов для фиксации достижения определенного давления в экране перед жидким ВВ (ЖВВ).

Схема эксперимента представлена на рис. 1. На заряд исследуемого ВВ помещается плоская кювета ограниченной высоты с ЖВВ, пределы возбуждения взрыва которого ударными волнами известны. Для некоторых веществ, например нитрометана, опубликованы совпадающие данные ряда исследователей [1—3]. Эти вещества могут быть выбраны в качестве эталонных для построения дальнейшей системы. Подбором ЖВВ, материала и толщины дна кюветы, высоты кюветы добиваются такой ситуации, когда небольшое изменение одного из параметров ведет к появлению или исключению взрыва ЖВВ при детонации основного заряда (это регистрируется на фоторазвертке прибора типа СФР). Если плотность заряда $\rho_{ВВ}$ по условиям испытаний можно изменять, то подбор пределов иниции-

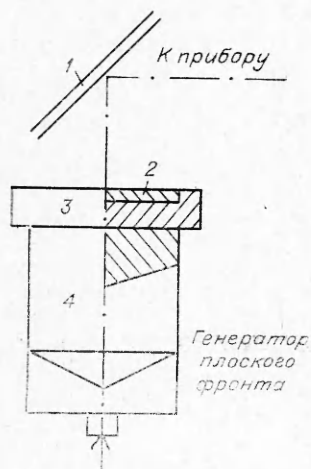


Рис. 1. Схема регистрации взрыва ЖВВ-индикатора.
1 — зеркало; 2 — слой ЖВВ; 3 — кювета для ЖВВ; 4 — заряд исследуемого ВВ.

рования взрыва ЖВВ-индикатора удобнее осуществлять небольшими изменениями $\rho_{ВВ}$.

Давления на границе ЖВВ — экран находятся при совместном решении уравнений изэнтропы сжатого состояния экрана и ударной адиабаты ЖВВ, а давления детонации p_1 — из решения уравнений ударной адиабаты (изэнтропы) продуктов взрыва и ударной адиабаты экрана (дна кюветы). Если изэнтропа продуктов взрыва описывается политропическим законом $pV^n = \text{const}$, где p — давление, V — удельный объем, n — показатель политропы, то выражения для ударной адиабаты и изэнтропы имеют вид (см. [4])

$$\frac{u}{u_1} = 1 - \frac{p/p_1 - 1}{\sqrt{\frac{(n+1) \cdot p}{2n} \cdot \frac{p}{p_1} + \frac{n-1}{2n}}}, \quad u/u_1 = 1 + 2n/(n-1) \cdot [1 - (p/p_1)^{(n-1)/2n}],$$

$$u_1 = D_1/(n+1),$$

где u — массовая скорость и D_1 — скорость детонации, которая предполагалась известной. Ударные адиабаты материалов экранов и ЖВВ записывались в виде: алюминий $D = 5,25 + 1,39u$ мм/мкс [5], медь $D = 3,94 + 1,49u$ мм/мкс [5], нитрометан $D = c_0 + 2u - 0,1u^2/c_0$, $c_0 = 1,35$ мм/мкс [6], тетранитрометан $D = c_0 + 2u - 0,1u^2/c_0$, $c_0 = 1,04$ мм/мкс [6].

При монтаже зарядов необходимо выбирать такие соотношения размеров элементов, чтобы после выхода ударной волны на контактную границу экран — ЖВВ времена циркуляции волн в экране были больше, чем в ЖВВ. Для оценок использовались соотношения:

время циркуляции волн в экране

$$\tau_1 = \delta [1 - (D_2 + u_{ж})/D + (c + D - u)(D_2 + u_{ж} - u)/D \cdot c] / D_2,$$

где D — скорость ударной волны; u и c — массовая скорость и скорость звука за фронтом ударной волны в экране; D_2 — скорость ударной волны во второй циркуляции волн по экрану, которая примерно равна скорости звука за фронтом ударной волны с массовой скоростью $(2u - u_{ж})$; δ — толщина экрана; $u_{ж}$ — массовая скорость в ЖВВ; время циркуляции волн в слое ЖВВ

$$\tau_2 = h(c_{ж} + D_{ж} - u_{ж})/D_{ж}c_{ж} \approx h(2 - u_{ж}/D_{ж})/D_{ж},$$

где $D_{ж}$ — скорость ударной волны в ЖВВ; $c_{ж}$ — скорость звука за фронтом ударной волны в ЖВВ; h — толщина слоя ЖВВ.

Для ориентировочных оценок условие $\tau_1 > \tau_2$ можно переписать в виде

$$\delta/h > D(2 - u_{ж}/D_{ж})(2 + u_{ж}/D - 3u/D)/D_{ж},$$

которое получается из точного выражения подстановкой

$$c = [c_0 + (b-1)u](c_0 + 2bu)/(c_0 + bu), \quad D = c_0 + bu$$

и пренебрежением членами, содержащими u/D и $u_{ж}/D$ в степенях выше первой. Приближенное выражение дает величины, отличающиеся от полученных из точного выражения, в пределах 10—20%.

На рис. 2 и в табл. 1 приводятся результаты определения критических условий взрыва ЖВВ в слое 1 мм при схеме заряда: заряд тротила (или ТГ 50/50) — алюминиевый экран толщиной δ мм — нитрометан (или тетранитрометан). Точность подбора плотности $\rho_{ВВ}$ заряда, достаточного для инициирования ЖВВ, составляла 0,015 г/см³.

В проведенных опытах не было замечено эффектов, которые можно было бы отнести к проявлению конечных размеров зоны химической реакции детонационной волны, поэтому зависимость $\rho_{ВВ}(\delta)$ в дальнейшем экстраполировалась на нулевую толщину. Величина $\rho_{ВВ}(\delta=0)$

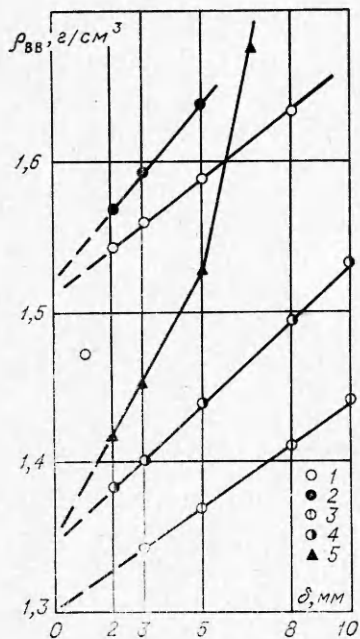


Рис. 2. Зависимость плотности заряда исследуемого ВВ, необходимого для инициирования ЖВВ-индикатора, от толщины дна кюветы.

и соответствующая ей скорость детонации использовались в расчетах показателя полнотропы продуктов взрыва. Уменьшенная плотность заряда, необходимого для инициирования нитрометана при толщине экрана 1 мм, может быть объяснена невыполнением условия $\tau_1 > \tau_2$, из которого следует, что отношение δ/h должно быть больше 1,4 (в эксперименте 1,0). То же относится к инициированию тетранитрометана в слое 1 мм при $\delta=2$ мм. Оценка ожидаемого при невыполнении условия $\tau_1 > \tau_2$ предела инициирования ЖВВ дается ниже. Применение в расчетах n значений $\rho_{ВВ}(\delta=2$ мм) для длинных зарядов диаметром 40 мм приводит к изменению показателя полнотропы не более чем на 0,05.

Отсутствие переломов на зависимости $\rho_{ВВ}(\delta)$ находится в противоречии с результатами некоторых измерений скоростей свободных поверхностей экранов различной толщины (см., например, [7]), но подтверждается данными об изменении яркости свечения ударного фронта в прозрачной жидкости, находящейся в контакте с торцевой поверхностью детонирующего заряда (схема измерения, как в [8]), а также измерением скоростей ударных

волн в экранах различной толщины, приставленных к торцу детонирующего заряда (см., например, [9]), и некоторыми другими измерениями. Поскольку в работах по измерению скоростей свободных поверхностей не приводятся базы измерений, то имеющееся противоречие при толщинах экранов более 2 мм трудно комментировать.

Была сделана попытка смоделировать эффекты, связанные с конечной толщиной зоны химической реакции зарядами, в которых непосредственно перед экраном помещался слой ВВ толщиной 10 мм более мощного или спрессованного до большей плотности ВВ, инициировавшегося детонацией зарядов с $\rho_0=1,39$ или $1,53$ г/см³. Для таких зарядов с экранами малой толщины затухание ударных волн может быть описано выражением $u = u_1(1 - 0,037\delta)$, причем в погрешностях определения экстраполированное к нулевой толщине экрана значение не отличается от полученного с более длинными зарядами. При толщине экранов более 6,5 мм интенсивность ударной волны в основном определяется параметрами детонации инициирующего заряда тротила.

В работе было также найдено затухание ударных волн в алюминиевых экранах в случае удлиненных зарядов (см. табл. 1). При прове-

Таблица 1

Номер точек рис. 2	Схема опыта	Геометрия заряда (d, мм; l, мм)	$u(\delta)/u(\delta=0)$	$\rho_{ВВ}(\delta=0)$, г/см ³
1	Тротил—А1—НМ	40; 60	$1 - 0,015\delta$	1,52
2	Тротил—А1—НМ	20; 60	$1 - 0,022\delta$	1,52
3	Тротил—А1—ТНМ	40; 60	$1 - 0,015\delta$	1,30
4	ТГ 50/50—А1—НМ	40; 60	$1 - 0,018\delta$	1,35
5	Тротил—ТГ 50/50—А1—НМ	40; 60; 11	$1 - 0,037\delta$	1,35

Таблица 2

Исследуемое ВВ	$\rho_{\text{ВВ}}^{(\delta=0)}$, г/см ³	D_1 , км/с	n	[14] n
Тротил (АI—НМ)	1,52	6,68	2,8±0,2	2,8
Тротил (АI—ТНМ)	1,30	6,0	2,8±0,2	—
Гексоген (Сu—НМ)	1,67	8,25	2,6±0,2	2,6—2,8
ТГ 50/50 (АI—НМ)	1,35	6,5	2,7±0,2	—
ТГ 50/50 (Сu—ТНМ)	1,61	7,4	2,7±0,2	—
Тэн (Сu—ТНМ)	1,54	7,5	2,7±0,2	2,6—2,8
СН ₃ NO ₂	1,14	6,4	2,4±0,1	—
С(NO ₂) ₄	1,64	6,3	3,0±0,1	—
С(NO ₂) ₄ : С ₆ Н ₆ : (CF ₂) _m (67,8 : 14,9 : 17,3)	1,37	6,75	2,4±0,2	—
С(NO ₂) ₄ : СНCl ₃ (29 : 71)	1,54	5,45	2,9±0,2	—
С(NO ₂) ₄ : СН ₃ NO ₂ : С ₂ F ₄ Cl ₂ (50,2 : 15,6 : 34,1)	1,49	5,7	3,0±0,2	—

дении оценок считалось, что критическим условиям взрыва ЖВВ соответствует постоянное для данной геометрии заряда давление на выходе из экрана, а показатель политропы продуктов взрыва постоянен в интересующем интервале плотностей зарядов (см. значения n для зарядов тротила и ТГ разной плотности в табл. 2). В акустическом рассмотрении

$$\frac{u(\delta)}{u(\delta=0)} = \frac{[(\rho_{03}c_0 + \rho_{01}D_{10})^2 + 8b\rho_{03}\rho_{01}D_{10}^2/(n+1)]^{0,5} - (\rho_{03}c_0 + \rho_{01}D_{10})}{[(\rho_{03}c_0 + \rho_{02}D_{12})^2 + 8b\rho_{03}\rho_{02}D_{12}^2/(n+1)]^{0,5} - (\rho_{03}c_0 + \rho_{02}D_{12})},$$

где ρ_{01} и D_{10} взяты при $\delta=0$, а ρ_{02} и D_{12} — при данном значении δ ; для экрана $D=c_0+bu$ и плотность ρ_{03} .

При нахождении показателей политропы продуктов взрыва ЖВВ полагалось, что для длинных зарядов диаметром 40 мм затухание массовой скорости в алюминиевом или магниевом экране составляет 1,5% на 1 мм толщины экрана. Изменение этого коэффициента в 2 раза приводит к изменению показателя политропы на 0,05.

При нахождении давлений на контактной границе экран — ЖВВ из критических условий взрыва ЖВВ необходимо иметь в виду, что $p_{\text{кр}}$ при прочих равных условиях зависит от спада давления во времени за ударным фронтом инициирующей волны, который определяется геометрией заряда. Эту зависимость можно оценить следующим образом. Зададим временное изменение удельного объема ЖВВ за ударным фронтом $(1/V_0)(dV/dt) = m = \text{const}$. Из 1-го начала термодинамики имеем уравнение для нахождения времен разложения ЖВВ при отсутствии теплоотвода $C_v dT + T(d\rho/\rho dT)_v dV = dQ$, которое при использовании уравнения состояния молекулярного кристалла и закона распада Аррениуса преобразуется к виду

$$dt = C_v dT / [zQ \exp(-E/RT) - C_{v1} \Gamma T (d \ln V / d \ln t)],$$

где C_v — полная теплоемкость; C_{v1} — теплоемкость межмолекулярного взаимодействия; Γ — коэффициент Грюнайзена; E — энергия активации; Q — теплота взрыва; z — предэкспонент в законе Аррениуса; R — универсальная газовая постоянная.

При $(C_{v1}\Gamma T/Qz)(d \ln V/dt) \ll 1$ и обычных допущениях теории теплового взрыва [10]

$$\tau = \int_0^{\infty} \frac{C_v R T_1^2}{QzE} \exp(-\theta E/RT_1) d\theta + \\ + \int_0^{\infty} \frac{C_{v1} C_v \Gamma R T_1^3}{Q^2 \cdot z^2 \cdot E} \cdot \frac{d \ln V}{dt} \exp\left(\frac{2E}{RT_1}\right) \exp(-2\theta) d\theta.$$

При $(\Gamma/V) = (\Gamma_0/V_0)$ и $(C_{v1}/C_v) = \text{const}$ получаем

$$\tau \approx \tau_0 [1 + m\tau_0 \cdot \Gamma_0 C_{v1} E / (2C_v R T_1)],$$

где $\tau_0 = (C_v R T_1^2 / QzE) \exp(E/RT_1)$ — задержка адиабатического взрыва при постоянном объеме.

Это же выражение для изменения задержек адиабатического взрыва можно получить из критерия $\int_0^{\tau} \tau^{-1}(T_s) dt = 1$, предложенного в [11].

Для температуры на изэнтропе при тех же предположениях имеем $T_s = T_1 \exp[-(C_{v1}\Gamma/C_v)(\Delta V/V)]$. В случае $\Delta V \approx (dV/dt)t$

$$1 = \int_0^{\tau} \frac{zQEdt}{C_v R T_s^2 \exp(E/RT_s)} \approx \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau} \exp\{(m\tau C_{v1}\Gamma_0/C_v)(2 - E/RT_1)\} dt$$

и $\tau_0 = \tau [1 - (E/2RT_1)(m\tau C_{v1}\Gamma_0/C_v)]$ или $\tau \approx \tau_0 [1 + (E/2RT_1)(m\tau_0 C_{v1}\Gamma_0/C_v)]$.

Когда задержка адиабатического взрыва ограничена геометрией опыта (например, толщиной слоя ЖВВ), выведенные формулы позволяют найти то увеличение параметров на фронте волны, которое компенсирует замедление развития взрыва из-за спада параметров за фронтом волны. Оценим необходимое увеличение температуры на фронте волны со спадом для получения той же задержки взрыва, что и при волне без спада. Из соотношения $0 = \ln(\tau/\tau_{10}) = \ln(\tau/\tau_0) + \ln(\tau_0/\tau_{10})$ имеем

$$\ln(\tau/\tau_0) = \ln[1 + (E/2RT_1)(m\tau C_{v1}\Gamma_0/C_v)] = 2 \ln(T_{10}/T_1) + \\ + (E/R) [(1/T_{10}) - (1/T_1)], \quad T_{10} = T_1 (m=0).$$

Разлагая полученное выражение в ряд и полагая $(\Delta T/T_{10}) \ll 1$ и $(RT_1/E) \ll 1$, получим $(\Delta T/T_{10}) \approx m\tau_0 C_{v1}\Gamma_0/C_v$. Примерно таково же должно быть увеличение давления иницирования $\Delta p \approx p_{10}(m\tau C_{v1}\Gamma_0/C_v)$.

В экспериментальной работе чаще известно не изменение удельного объема за фронтом волны, а изменение массовой скорости в некотором сечении экрана или скорости ударного фронта (массовой скорости) на фронте с толщиной экрана. Если получено изменение массовой скорости на контактной границе ЖВВ — экран в виде $u = u_1(1 - k_1 t)$, то $m \approx k_1 c_0 u_1 / (c_0 + b u_1)^2$ — для ударной адиабаты ЖВВ $D = c_0 + b u$.

Если можно пренебречь отраженной волной при догоне ударного фронта в экране тыльной волной разрежения (зеркальность на $p-u$ диаграммах ударной адиабаты и энтропии разрежения), то связь времен изменения массовой скорости на фронте и в некотором сечении экрана (например, на контактной границе ВВ — экран) находится из решения уравнения

$$\int_0^{\tau} u_k dt + (t - \tau)(c + u) = \int_0^t D dt = \int_0^t (c_0 + b u) dt,$$

где одинаковая массовая скорость в момент τ на контактной границе и в момент времени t на ударном фронте; c — скорость звука в сжатом

веществе. Дифференцируя по t и подставляя $c = (c_0 + 2bu) [c_0 + (b-1)u] / (c_0 + bu)$, получаем уравнение, решение которого записывается в виде

$$\tau = \frac{b}{c_0 + 2bu_0} \left[(2u_0 - u)t + \int_u^{u_0} t du \right].$$

При $u = u_0(1 - kx) \approx u_0(1 - kDt)$

$$\tau \approx bu_0 t (1 + 0,5kD_0 t) / (D_0 + bu_0) \approx bu_0 t / (D_0 + bu_0).$$

Применительно к экспериментам, выполненным в настоящей работе, $m \approx kbu_0 t / (D_0 + bu_0)$. При $k < 0,03 \text{ мм}^{-1}$ и $h = 1 \text{ мм}$ это приводит к ожидаемому изменению давления инициирования из-за спадающего профиля давления за фронтом волны в случае нитрометана и тетранитрометана не более 1%, что меньше возможной погрешности измерений. Такой прогноз находит подтверждение в экспериментальных данных по инициированию ЖВВ зарядами различной геометрии и означает, что в рассматриваемых опытах можно пренебречь зависимостью $p_{кр}$ от профиля инициирующей волны. Величина $p_{кр}$ для слоя нитрометана 1 мм была выбрана равной 10,0 ГПа, а для тетранитрометана — 8,5 ГПа.

Изменение пределов инициирования ЖВВ, связанное с двукратным сжатием вещества при несоблюдении условия $\tau_1 > \tau_2$ (времена циркуляции волн в слое ЖВВ меньше времен циркуляции волн в экране перед ЖВВ), оценим из рассмотрения следующих случаев:

1) величина удельного объема V_2 на контактной границе экран — ЖВВ в течение времени τ_2 остается постоянной;

2) величина удельного объема V_3 на контактной границе не меняется в течение времени $t < \tau_2$, а затем уменьшается до значения V на фронте второй волны, сжатие в которой будем считать изэнтропическим.

Из формулы для задержек адиабатического взрыва имеем в первом случае

$$\tau_2 = (C_V RT_2^2) \exp(E/RT_2) / (QzE),$$

во втором

$$(\tau_2 - t) = (C_V RT^2) \exp(E/RT) / (QzE),$$

где T — температура после повторного сжатия, которая связана с температурой T_1 непосредственно перед повторным сжатием и температурой T_3 первичного сжатия соотношениями

$$T = T_1 \exp[C_{V1} \Gamma (V_3 - V) / C_V \cdot V], \quad t = \int_{T_1}^{T_3} \frac{C_V \exp(E/RT) dT}{Qz}.$$

При инициировании слоя нитрометана толщиной 1 мм через алюминиевый экран толщиной 1 мм зарядами тротила следовало ожидать изменения давления на фронте инициирующей волны в начальный момент на 5% и плотности заряда на 0,04 г/см³. В расчетах с учетом работы [12] использовалась величина $(V_3 - V) = 0,05 \text{ см}^3/\text{г}$ и с учетом работы [13] константы мономолекулярного распада, найденные в нормальных условиях; $\Gamma_0 = 3$, молекулярная $C_{V1} = 6R$, $Q = 1200 \text{ кал/г}$. В эксперименте пределы инициирования менялись на 7% и 0,06 г/см³ соответственно, что больше расчетных значений. Точность расчета сильно зависит от принятой ударной адиабаты повторного сжатия. По этой причине не исключено, что эффект изменения пределов инициирования, хотя он получен вне области корректных измерений, частично может быть вызван конечностью зоны химической реакции детонационной волны, которая для зарядов тротила плотностью 1,45 г/см³ не превосходит 0,1 мкс, а при плотности 1,30 г/см³ — 0,15 мкс.

В приближенных расчетах эффектов повторного сжатия на пределы инициирования, учитывая малые изменения температур при повторном сжатии и разложение ЖВВ за время t , можно использовать неравенства

$$\exp[-C_{v1}\Gamma_0(V_3-V)/C_v \cdot V_0] < T_3/T_2 < \exp[-C_{v1}\Gamma_0(V_3-V)/C_v \cdot V_0] + RT_3 \ln[\tau_2/(\tau_2-t)]/E.$$

В табл. 2 приведены результаты определения показателей политропы продуктов взрыва ряда ВВ с помощью описанной выше методики. Найденные величины для тротила, гексогена, тэна, нитрометана и тетранитрометана согласуются с совокупностью ранее опубликованных данных. Для твердых ВВ в пределах возможной погрешности измерений они совпадают с результатами определения методами «аквариума», «откола» и с применением электронно-оптической регистрации ударной волны в контактирующей с детонирующим зарядом прозрачной жидкости [14] при идентичной обработке первичных измерений. Это позволяет рекомендовать предложенную методику для определения давлений детонации ВВ различного состава и в ударных волнах.

Пределы инициирования ударными волнами гомогенных ЖВВ и их растворов (4,0÷12,5 ГПа) ограничивают снизу диапазон давлений, подлежащих определению по предлагаемой схеме. Они не должны быть в исследуемой среде ниже тех, которые с учетом распада на контактной границе среда — ЖВВ могут инициировать ЖВВ, однако сверху диапазон измеряемых давлений может быть существенно расширен применением жестких экранов между исследуемой средой и ЖВВ. Например, выбрав в качестве ЖВВ нитрометан и применяя экраны из алюминия, меди и вольфрама, можно идентифицировать давления на ударном фронте в магии 16, 21, 35 и 60 ГПа.

Достигнутая в работе точность определения не является предельной и для величины показателя политропы ошибка, вызванная разбросом в идентичных опытах, легко доведена до 0,1 при соответствующей технике монтажа заряда (эта возможность связана с видом зависимости давление инициирования ударной волной взрыва ЖВВ — задержка адиабатического взрыва). Вероятность внесения систематической ошибки зависит от достоверности данных о критических условиях возбуждения взрыва ЖВВ и его ударной адиабате и легко может быть обнаружена при тех же ударных волнах иными методами.

Величины показателей политропы продуктов взрыва ВВ, содержащих значительные количества хлора и фтора, оказались близкими к тем, которые были бы у продуктов взрыва гипотетических ВВ с тем же содержанием компонент, но без галогенов. Вероятно это связано с тем, что сжимаемость галогенсодержащих компонентов продуктов взрыва в интересующем интервале давлений и температур мало отличается от сжимаемости «обычных» продуктов.

*Институт химической физики
АН СССР, Москва*

*Поступила в редакцию
6/1 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Илюхин, П. Ф. Похили др. Докл. АН СССР, 1960, 131, 4, 793.
2. A. W. Campbell, W. C. Davis, J. R. Travis. Phys. Fluids, 1961, 4, 498.
3. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов и др. Докл. АН СССР, 1966, 167, 3, 610.
4. Г. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковые течения и ударные волны. М., ИЛ, 1950.
5. Л. В. Альтшулер, Б. С. Чекин, И. И. Шарипджанов. Докл. I Все-союзного симпозиума по импульсным давлениям. Т. 1. М., ВНИИФТРИ, 1974.

6. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников. ПМТФ, 1960, 4, 137.
7. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1967, 3, 1, 3.
8. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов и др. Докл. АН СССР, 1968, 182, 4, 807.
9. R. L. Jameson, A. Hawkins. 5-th Symposium (International) on Detonation, California, 23—29, 1970.
10. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
11. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов, А. Я. Апин. ФГВ, 1969, 5, 4, 471.
12. С. Г. Андреев, В. С. Соловьев. ФГВ, 1972, 8, 1, 109.
13. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов, А. Я. Апин. ФГВ, 1968, 4, 1, 145.
14. И. М. Воскобойников, А. Н. Кирюшкин и др. Докл. I Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. Т. 1. М., ВНИИФТРИ, 1974.

РАСЧЕТ РАЗВИТИЯ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

*Т. Н. Фортова, К. Г. Шкадинский, А. Н. Дремин,
В. Е. Фортов*

Введение

В стационарном режиме [1] детонационная волна представляет собой одномерную структуру, состоящую из скачка уплотнения и сопровождающей его зоны реакции, в пределах которой происходит основное выделение химической энергии, необходимой для компенсации вязкой диссипации во фронте ударного разрыва. Приложение к взрывчатому веществу высоких динамических давлений и температур резко уменьшает время экзотермических реакций и размер зоны реакции, который во многих случаях оказывается значительно меньшим характерного размера заряда ВВ. Такие режимы распространения детонации исчерпывающе описываются гидродинамической теорией Зельдовича [1], которая позволяет рассчитать все основные параметры детонации в установившемся режиме и указать качественный характер изменения величин в зоне реакции. Детонационная волна в этом приближении описывается комбинацией автомодельных гидродинамических решений — стационарной ударной волны и волны разрежения, а характеристики детонации определяются равновесными свойствами системы (уравнением состояния, теплотой реакции) и не зависят от конкретной кинетики химических реакций.

Вместе с тем существует много процессов, в которых определяющими являются нестационарные течения, зависящие от конкретной кинетики физико-химических превращений ВВ. Это процессы инициирования детонации ударной волной [2, 3], установление и смена детонационных режимов [4], устойчивость детонационных волн [5], описание структуры химической зоны [6] и многое другое. При учете конечной скорости химических реакций данные задачи становятся неавтомодельными¹ и с достаточной полнотой могут быть исследованы только численными методами [6—8] путем прямого интегрирования системы дифференциальных уравнений гидродинамики совместно с уравнениями химической кинетики.

¹ Ряд автомодельных режимов для специального вида кинетического уравнения, теплоты реакции и граничных условий исследован в [4].