

Значение коэффициентов b отражает тот факт, что заполнение пор между частицами ВВ инертной добавкой с плотностью b не изменяет скорости детонации, $\Delta D_2 = 0$. При большей плотности малосжимаемой добавки скорость детонации снижается, а при меньшей увеличивается. Различие коэффициентов a и b для одной группы добавок с разной дисперсностью связано с учетом времен разгона частиц определенного размера в детонационной волне. Граница между мало- и высокодисперсными добавками, вообще говоря, зависит от плотности добавки и характерного времени разложения ВВ в волне, а величина 10 мкм подобрана для ВВ типа гексогена и тэна.

При наличии в составе нескольких добавок ΔD_2 рассчитывается как сумма вкладов отдельных добавок, т. е. $\Delta D_2 = \sum (\Delta D_2)_i$. Это же относится к полидисперсным добавкам. Погрешность расчета скоростей детонации по корреляционным соотношениям составляет 0,5—1,5% для составов с малой пористостью и $\alpha_2 < 0,3$ и достигает 2—3% для пористых и сильно разбавленных составов, $\alpha_2 \leq 0,7$. Расчеты для некоторых смесей приведены в таблице с индексом 2.

Поступила в редакцию 4/V 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников. ФГВ, 1970, 6, 2, 182.
2. А. А. Котомин, И. В. Петров, Б. В. Гидаспов.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
3. А. Я. Апин, Н. Ф. Велина.— В кн.: Взрывное дело, № 63/20. М.: Недра, 1967.
4. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников. ПМТФ, 1969, 4, 137.

ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ИНИЦИИРОВАНИИ СПЛАВА ТГ 50/50 РАСХОДЯЩЕЙСЯ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

С. М. Караханов, С. А. Бордзиловский
(Новосибирск)

При иницировании ВВ ударными волнами в режиме, близком к критическому, возникает переходной процесс, при котором ширина зоны химической реакции значительно больше величины, характерной для стационарной детонации. Непрерывные измерения параметров потока в этой зоне с помощью набора лагранжевых датчиков позволяют получить информацию о кинетике разложения ВВ [1—4]. В [5] проанализированы характер изменения производных массовой скорости и давления в реагирующем потоке и направление градиентов этих величин. Все измерения проведены в плоской иницирующей волне.

Наряду с химической кинетикой на динамику иницирования влияет кривизна фронта волны. Этот вопрос обсуждался в [6]. Из экспериментальных работ известны непрерывные измерения скорости фронта ударной волны при иницировании сферической расходящейся детонации [7, 8], там же зарегистрированы профили массовой скорости и давления в асимптотической зоне развития детонации. В [4] влияние расходимости учитывалось в качестве поправок к процессу иницирования в длинных цилиндрических зарядах.

В настоящей работе исследовалось поле давлений в переходной зоне при иницировании сплава ТГ 50/50 расходящейся ударной волной. Форма фронта волны была близка к сферической. Давление измерялось манганиновыми датчиками с компенсацией тензоэффекта. Цель работы — сопоставление динамики развития иницирования ТГ 50/50 расходящейся и плоской [10] детонационными волнами. Для этого определялось направление изменения газодинамических параметров в расходящейся

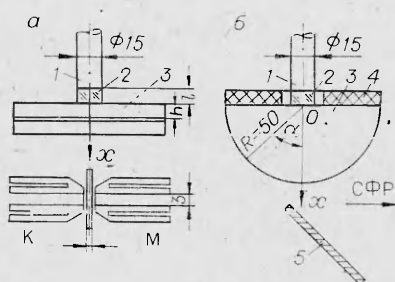


Рис. 1. Схема измерения $p(h, t)$ (а) и формы фронта волны (б).

1 — донорный заряд; 2 — преграда; 3 — образец; 4 — защитное кольцо; 5 — зеркало; М — манганиновый и К — константовый датчики.

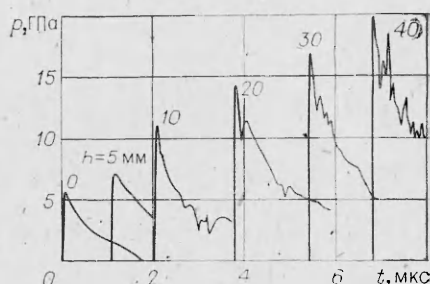


Рис. 2. Профили $p(h, t)$ для инициирования полусферической волны в направлении ox .

реагирующей волне. Кроме того, оценивались скорости тепловыделения в зоне, примыкающей к фронту.

Постановка и результаты экспериментов. Использованная схема изображена на рис. 1, а. Цилиндрический заряд-донор из ТГ 50/50, длина которого обеспечивала установление стационарного режима детонации, нагружал образец из ТГ 50/50 через плексигласовую преграду-цилиндр того же диаметра, что и донорный заряд. Амплитуда импульса давления, вводимого в образец, задавалась высотой преграды l . В предварительных экспериментах определялась критическая высота l^* , при которой инициируется цилиндрический заряд высотой 50 мм и диаметром 90 мм. Детонация либо отказ определялись по медной пластине-свидетелю толщиной 5 мм. В этой серии экспериментов $l^* = 10,6$ мм при средней плотности заряда образца $\rho_0 = 1,69$ г/см³.

Измерения формы импульса давления на границе преграда — образец вблизи оси заряда методом, описанным ниже, дали при $l = 10,2$ мм значение пикового давления $p_0 = 5,6$ ГПа с экспоненциальным спадом давления в течение $\tau = 0,8$ мкс (рис. 2, $h = 0$). В диапазоне $l = 8 \div 10,6$ мм экспериментальные данные описывались выражением

$$p_0 = 22,09 \exp(-0,135l),$$

где p_0 выражено в ГПа, а l — в мм.

При определении формы волны при развитии детонации использовалась оптическая регистрация на СФР, аналогично [11]. Образец изготовлен в виде полусферы (см. рис. 1, б). Для устранения влияния разлетающихся продуктов детонации донорного заряда на развитие полусферической детонации в образце диаметральной плоскостью полусферы защищалась кольцом из пенопласта ПХВ-1. Вся сборка помещалась в сосуд с аргоном. На СФР фиксировались детонация, распространяющаяся вдоль оси заряда-донора, задержка, обусловленная прохождением развивающейся детонации по образцу, и развертка по времени процесса выхода детонации на поверхность полусферы. Для повышения разрешения в области, близкой к оси ($\alpha = 0$), наряду с изображением полусферы сбоку через зеркало фиксировалось изображение ее снизу. Регистрограмма позволяла в одном опыте контролировать скорость детонации по донорному заряду, измерять среднюю скорость детонации в заряде образца вдоль направления ox ($\bar{D}_{ox}$) и разновременность выхода детонационной волны на поверхность полусферы в зависимости от угла α : $\Delta t(\alpha) = t(\alpha) - t(0)$. По регистрограммам построена форма детонационного фронта в координатах (r, α) , где $R - r(\alpha) = \bar{D}_{ox} \cdot \Delta t(\alpha)$.

Результаты опытов, приведенные на рис. 3, показали, что в режиме, близком к критическому, процесс развивается быстрее в направлении оси ox с $\bar{D}_{ox} = 6,6$ км/с. В других направлениях детонация запаздывает: $\Delta t(45^\circ) = -0,56$ мкс; $\Delta t(90^\circ) = -1,18$ мкс. При незначительном увеличении инициирующего давления до $p_0 = 7,5$ ГПа форма фронта детонационной волны приближается к полусферической с $\bar{D}_{ox} = 7,3$ км/с и мак-

Рис. 3. Форма фронта ударной волны при $p_0 = 5,6$ (1) и $7,5$ ГПа (2). Сплошная линия $R = 50$ мм.

симальным опережением $\Delta t(20^\circ) = 0,18$ мкс. Отсюда следует, что вблизи критического режима на форме фронта сказывается направление инициирующего импульса, а при увеличении инициирующего давления — конфигурация поверхности инициирования.

При использовании манганинового датчика в расходящемся потоке наряду с пьезорезистивным эффектом на сопротивление влияет изменение длины (тензоэффект). Для разделения этих эффектов в [9] предложено проводить измерения в одинаковых условиях двумя геометрически подобными датчиками из элементов с различными коэффициентами пьезорезистивности. Этот принцип использован в настоящей работе. Активные элементы датчиков из манганина и константана разделялись узкой полоской из фторопласта (см. рис. 1, а). Токоподводы сделаны из медной фольги толщиной 20 мкм. Размер измерительных элементов $3 \times 0,75$ мм, толщина 20 мкм, общая площадь 3×3 мм, начальное сопротивление $\approx 0,3$ Ом. Датчики окружены фторопластовой изоляцией толщиной 0,2—0,3 мм с каждой стороны и присоединены по четырехточечной схеме. Сила тока в датчиках ≈ 10 А. Напряжения с каждого элемента подавали на двухканальный усилитель и на выходе вычитали (рис. 4). Сигналы компенсировали при нулевом давлении регулировкой коэффициента усиления канала константанового датчика.

Пьезосопротивление константана в плоских ударных волнах может быть описано [12] выражением

$$k_k = \frac{d(\Delta R/R_0)}{dp} = 1,43 \cdot 10^{-4} p \text{ (ГПа}^{-1}\text{)},$$

где $\Delta R/R_0$ — относительное изменение начального сопротивления. Сравнение с коэффициентом пьезорезистивности для манганина $k_m = 2,94 \cdot 10^{-2}$ ГПа $^{-1}$ показывает, что при $p \leq 10$ ГПа сигнал, обусловленный пьезорезистивным эффектом константана, составляет $\leq 2,5\%$ от сигнала с манганина, поэтому результат вычитания (см. рис. 4) может использоваться как достаточно точная оценка давления. При $p = 10 \div 20$ ГПа результаты измерения корректировались с учетом пьезорезистивного эффекта константана $(\Delta R/R_0)_k \leq 0,05(\Delta R/R_0)_m$. Качество осциллограмм было удовлетворительным при $p \leq 10$ ГПа. При повышении p (см. рис. 2) на спаде сигнала выделяется провал, связанный с возмущением дето-

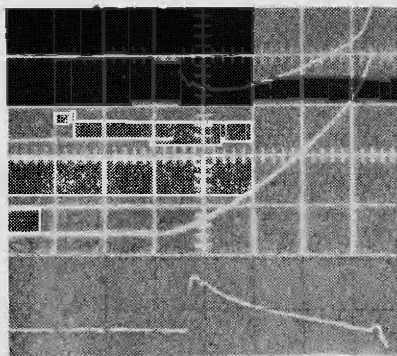
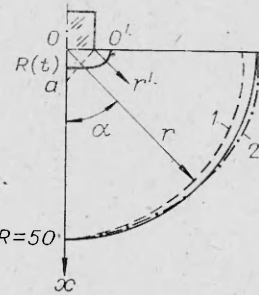


Рис. 4. Осциллограммы изменения напряжения на манганиновом и константановом элементах (а) и результирующий сигнал (б). Одно деление — 0,5 мкс.

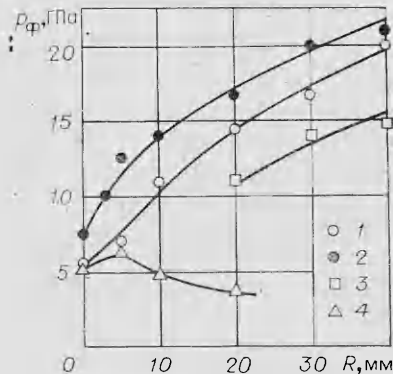


Рис. 5. Зависимость амплитуды волны вдоль траектории фронта.

1 — $p_0 = 5,6$ ГПа, $\alpha = 0$; 2 — $p_0 = 7,5$ ГПа, $\alpha = 0$; 3 — $p_0 = 5,6$ ГПа, $\alpha = 45^\circ$; 4 — $p_0 = 5,4$ ГПа (кривая отказов).

национной волны инертной прокладкой, аналогично эффекту, отмеченному в [10] для стационарной детонации. При $p \approx 20$ ГПа наблюдался сильный дребезг на спаде сигнала ($h = 40$), поэтому для числовой обработки сигналы предварительно сглаживались. Относительная ошибка измерения амплитуды давления $\Delta p/p$ манганиновым датчиком составляла 0,03, датчиком с компенсацией — 0,06 и 0,1 для $p \leq 10$ и 10—20 ГПа.

Проведены три серии экспериментов с различными инициирующими давлениями. В первой регистрировали профили $p(h, t)$ в режиме, близком к критическому с $p_0 = 5,6$ ГПа. Как видно из рис. 2, давление вдоль траектории датчика ($h = \text{const}$) уменьшается и во всей области, охваченной датчиками, $\frac{\partial p}{\partial t} < 0$. За исключением некоторого увеличения длительности спада давления (от 0,8 до 2,5 мкс при $h = 0$ и 40 мм) форма импульса сохраняется при увеличении h , а давление растет, т. е. $\frac{\partial p}{\partial h} > 0$ во всей области за фронтом. Амплитуда скачка p_Φ вдоль траектории фронта $R(t)$ повышается (рис. 5, 1). При повышении инициирующего давления до 7,5 ГПа характер развития процесса качественно не изменился. При уменьшении p_0 ниже критического $p_0 = 5,4$ ГПа зависимость $p_\Phi(R)$ становится затухающей (см. рис. 5, 4). Наличие максимума давления на этой кривой при $R = 5$ мм обсуждается ниже.

Линия 3 на рис. 5 построена по результатам измерения давления при различных h в направлении $\alpha = 45^\circ$. При этом плоскость датчика располагалась перпендикулярно нормали к поверхности фронта ударной волны. Динамика изменения $p(h, t)$ вдоль оси $\alpha = 45^\circ$ качественно такая же, что и по оси ox , но амплитуда давления меньше на $\sim 20\%$, что свидетельствует о распределении давления вдоль фронта с $\frac{dp_\Phi}{d\alpha} < 0$.

Обсуждение результатов. Съемка формы фронта на СФР позволяет считать течение вблизи фронта волны сферически симметричным и записать уравнения неразрывности и Эйлера [13]:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = v_0 \frac{1}{h^2} \frac{\partial (r^2 u)}{\partial h}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -v_0 \left(\frac{r}{h} \right)^2 \frac{\partial p}{\partial h}, \quad (2)$$

где h — лагранжева координата, обозначающая положение частицы до прихода фронта; $r = r(h, t)$ — эйлера координата, связанная с h условием $r^2 dr/v = h^2 dh/v_0$; u , p , v — массовая скорость, давление и удельный объем; индексы 0, Φ относятся к состоянию перед и за фронтом соответственно. Если задать траекторию фронта ударной волны $dR = D(t)dt$, то изменение интенсивности волны (p_Φ или u_Φ) вдоль траектории связано с частными производными этих величин на фронте соотношениями

$$\frac{dp_\Phi}{dR} = \frac{\partial p}{\partial h_\Phi} + \frac{1}{D} \frac{\partial p}{\partial t_\Phi}, \quad (3)$$

$$\frac{du_\Phi}{dR} = \frac{\partial u}{\partial h_\Phi} + \frac{1}{D} \frac{\partial u}{\partial t_\Phi}. \quad (4)$$

Из эксперимента видно, что $\frac{\partial p}{\partial t} < 0$ и $\frac{\partial p}{\partial h} > 0$ во всей области, охваченной датчиками, а $\frac{dp_\Phi}{dR} > 0$, $\frac{du_\Phi}{dR} > 0$. Тогда из (1), (2), (4) следует, что в потоке за фронтом $\frac{\partial u}{\partial h} > 0$ и $\frac{\partial v}{\partial t} > 0$. В отличие от инициирования плоской волной, где наблюдается перемена знака производных потока в области за фронтом [5], в данном случае все характеристики потока вдоль траектории частицы монотонно меняются в направлении, характерном для разгрузки, в то же время интенсивность волны монотонно увеличивается вдоль траектории $R(t)$. Это позволяет

заклучить, что процесс инициирования (обеспечение условия $\frac{dp_*}{dn} > 0$) определяется тепловыделением в узкой зоне вблизи фронта либо в ударном скачке, согласно гипотезе [4], а в остальной области гидродинамические потери за счет расширения потока превалируют над тепловыделением. Структура и ширина δ зоны тепловыделения не разрешается датчиками, однако для дальнейших оценок можно считать, что $\delta \ll D\tau \approx \sim 5$ мм, где τ — характерная длительность импульса давления.

Для оценки скорости тепловыделения в зоне, примыкающей к фронту, использовался подход, развитый в [4, 14], при котором используется обобщенная кинетическая характеристика

$$\dot{p} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{c^2}{n^2} \frac{\partial v}{\partial t}. \quad (5)$$

Эта величина представляет собой скорость изменения давления в адиабатических условиях при постоянном объеме. Уравнения (1), (2) после преобразования предельного перехода (при $r \rightarrow R$, $h \rightarrow R$) и соотношения (3), (4) позволяют выразить $\frac{\partial v}{\partial t_\Phi}$ через величины, определяемые

в эксперименте: p_Φ , $\frac{\partial p}{\partial t_\Phi}$, $\frac{dp_\Phi}{dR}$. Условие $R > D\tau \gg \delta$ позволяет пользоваться при переходе через скачок выражением для плоской волны: $p_\Phi = Du_\Phi/v_0$. Окончательный результат после подстановки в (5):

$$\dot{p}_\Phi = -(n-1) \frac{\partial p}{\partial t_\Phi} + \frac{nD}{u_\Phi} \frac{d(p_\Phi u_\Phi)}{dR} + \lambda, \quad (6)$$

где $n = \frac{c^2 v_0^2}{D^2 v^2}$; $\lambda = \frac{2nDp_\Phi}{R}$; c — скорость звука. Первые два члена в (6) описывают динамику параметров волны, а третий член учитывает потерю, вызванную сферической расходимостью волны. При выходе на асимптотический режим ($R \rightarrow \infty$, $\frac{d(p_\Phi u_\Phi)}{dR} \rightarrow 0$) наибольший вклад в $\dot{p}_\Phi$ вносит первый член. В этом режиме ширина зоны реакции уменьшается, и из-за недостаточного временного разрешения можно дать лишь оценку для стационарного значения скорости тепловыделения на фронте $\dot{p}_c$.

Расчет по (6) проведен для плоского инициирования ТГ 50/50 по осциллограммам, полученным в работе [10], а для сферического — приведенным на рис. 2. Оба случая рассчитывались при одинаковых упрощающих предположениях с ударной адиабатой

$$D = A + Bu_\Phi,$$

где $A = 0,249$ см/мкс; $B = 1,99$; $v_0 = 0,5882$ см³/г [15]. Скорость звука c оценивалась по наклону ударной адиабаты [16] в предположении уравнения состояния Ми — Грюнайзена с коэффициентом Грюнайзена $\Gamma/v = \Gamma_0/v_0$, $\Gamma_0 = 0,947$ [15]. Значения производных, использовавшихся в расчете, на фронте плоской и полусферической расходящейся волны, приведены в табл. 1 и 2 соответственно, результаты расчета — в таблицах и на рис. 6. В последней строке табл. 1 приведены величины $\frac{\partial p}{\partial t_\Phi}$ для

Т а б л и ц а 1

h , мм	p_Φ , ГПа	$\frac{\partial p}{\partial t_\Phi}$, ГПа/мкс	$\frac{dp_\Phi}{dh}$, ГПа/мм	$\dot{p}_\Phi/\dot{p}_c$
0	3,8	0	0,01	$(3+2) \cdot 10^{-4}$
5	4,0	2,5	0,25	$(2,5+1,5) \cdot 10^{-3}$
10	8,1	12,9	1,57	$(3,2+0,8) \cdot 10^{-2}$
15	21,5	-19,4	4,03	$0,61+0,05$
> 40	31,4	-100	0	1

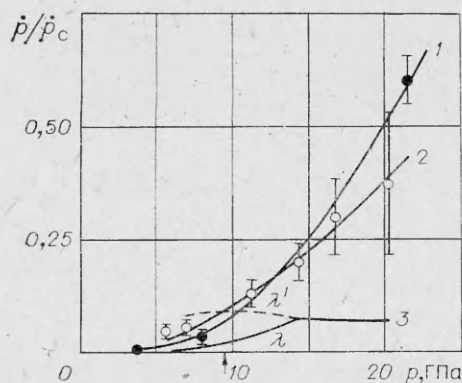
Таблица 2

R , мм	p_Φ , ГПа	$\frac{\partial p}{\partial t_\Phi}$, ГПа/мкс	$\frac{dp_\Phi}{dR}$, ГПа/мм	$\bar{R}$, мм	λ , ГПа/мкс	$\dot{p}_\Phi/\dot{p}_c$
0	5,6	—8	0,3	50	2	$(4,6 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}$
5	7,0	—4,6	0,6	50	3	$(5,5 \pm 1,6) \cdot 10^{-2}$
10	11,2	—16,4	0,5	30	11	$(1,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-1}$
20	14,4	—14,4	0,4	20	25	$(2 \pm 0,4) \cdot 10^{-1}$
30	16,8	—30,5	0,26	30	21	$0,3 \pm 0,08$
40	20,2	—37	0,13	40	23	$0,37 \pm 0,16$

профиля давления в стационарном режиме с максимальным зарегистрированным p_Φ из [10]. Скорость тепловыделения $\dot{p}_c$ зависит от используемой в расчете скорости звука. Предположения, сделанные выше, дают оценку, близкую к максимальной ($\dot{p}_c = 335$ ГПа/мкс). Если воспользоваться для оценки с методом, предложенным в [14], получим нижнюю границу $\dot{p}_c = 65$ ГПа/мкс. Зависимость $\dot{p}_\Phi(p)$ для плоского случая (см. рис. 6, 1) монотонно увеличивается до 21,5 ГПа и не содержит особенностей типа отрицательных значений $\dot{p}_\Phi$ в области низких давлений для ТНТ [5]. Снятые в [10] профили $p(h, t)$ не позволяют определить ход зависимости $\dot{p}_\Phi(p)$ в диапазоне $p = 21,5 \div 30$ ГПа, однако, по данным [4], можно предположить, что эта зависимость проходит через максимум при давлениях Чепмена — Жуге.

Для геометрии, изображенной на рис. 3, форма расходящейся волны отличается от сферической на начальном этапе развития детонации. Радиус кривизны различных участков зависит от направления распространения волны. Участок волны, распространяющийся внутри конуса, в котором отсутствует влияние боковой разгрузки (до точки a), имеет тот же средний радиус кривизны R , что и волна, которая передается из заряда-донора в образец. Для оценки положим $R = 3,5d$, где d — диаметр заряда-донора [17]. Участок волны в окрестности угловой точки o' , распространяющийся в направлении $\alpha = 45^\circ$, можно характеризовать $R = R$, где R — текущая координата фронта ударной волны вдоль оси ox . После прохождения фронтом точки $a = 7,5$ мм R уменьшается, приближаясь к R . С увеличением $\lambda(p)$ после прохождения фронтом точки a может быть связан немонотонный характер кривой отказов (см. рис. 5, 4), снятой вблизи критического режима. Наличие максимума на этой кривой при $R = 5$ мм свидетельствует о прерывании процесса инициирования после прохождения фронтом точки a . Начиная с $R = 20$ мм, оба направления характеризуются близкими средними радиусами кривизны.

При сделанных предположениях об изменении радиуса и в предположении одинакового давления на фронте оценены зависимости $\lambda(p)$ и $\lambda'(p)$ для направлений ox и $o'r'$ соответственно (см. рис. 6, 3). При вычислении $\dot{p}_\Phi(p)$ для сферической волны (см. рис. 6, 2) использована функция $\lambda(p)$. Из взаимного расположения кривой 2 и линий $\lambda(p)$ и $\lambda'(p)$



можно заключить, что на начальном участке детонация развивается преимущественно в направлении ox , в котором скорость тепловыделения в несколько раз превышает потери на расходимость. В направлении $\alpha = 45^\circ$ кривая 2 пересекает линию $\lambda'(p)$ при $p \approx 10$ ГПа. Так как опыты

Рис. 6. Скорость тепловыделения на фронте для плоской (1) и полусферической (2) волн.

3 — сферический фактор; стрелка отмечает положение точки a .

проводили при критических условиях с $p_0 = 5,6$ ГПа, то в направлении $\alpha = 45^\circ$ выполнялось неравенство $\lambda'(p) \geq \dot{p}_\Phi(p)$. Тогда при отрицательных $\frac{\partial p}{\partial t_\Phi}$ из (6) следует, что $\frac{d(p_\Phi u_\Phi)}{dR} < 0$, т. е. волна в направлении $\alpha = 45^\circ$ затухает. Затухание волны в боковом направлении происходит до тех пор, пока скорость тепловыделения не превысит потери на расходимость. Это может произойти из-за быстрого убывания $\lambda'(p)$ в связи с уменьшением p_Φ на боковом участке волны и за счет перераспределения вдоль поверхности фронта энергии, выделяющейся в центральной зоне волны. Такой анализ качественно соответствует зафиксированному в экспериментах уменьшению $p_\Phi(R)$ вдоль направления $\alpha = 45^\circ$ (см. рис. 5, 3). Подтверждением возможности прекращения развития реакции в направлениях, характеризующихся сильно искривленным фронтом, могут служить также результаты опытов [11].

Сопоставление зависимостей $\dot{p}_\Phi(p)$ для плоской и расходящейся полусферической волн показывает качественное соответствие кривых. На рис. 6 нанесены ошибки, возникающие при расчете $\dot{p}_\Phi$ по (6), которые определялись из относительных ошибок в измерении давления и производных. Для относительной ошибки в определении $\frac{\partial p}{\partial t_\Phi}$ использовано значение 0,08 для плоского случая и $0,1 \div 0,3$ — для полусферического в зависимости от качества осциллограмм.

В пределах указанной экспериментальной ошибки кривые 1 и 2 рис. 6 совпадают в диапазоне $p = 8 \div 17$ ГПа и расходятся в области низких и высоких давлений, что может быть связано со следующими причинами. Во-первых, зависимостью скорости реакции от профиля давления, следующего за скачком (возможность этого высказана в [4, 14]). В сравниваемых случаях профиль волны, следующей за скачком, существенно различен: для плоского инициирования это волна сжатия с последующей переменой знака $\frac{\partial p}{\partial t_\Phi}$, а для полусферического — волна разрежения. Другая возможная причина — ошибка в определении p_Φ и $\frac{\partial p}{\partial t_\Phi}$ из-за амплитудных искажений. Ударные адиабаты ТГ 50/50 и фторопласта отличаются в исследованном диапазоне давлений на $\leq 4\%$, поэтому основным источником ошибок является затухание амплитуды фронта со спадающим профилем в инертной прокладке из-за прерывания тепловыделения.

Численные оценки показывают, что при скорости спада $\frac{\partial p}{\partial t_\Phi} = -80$ ГПа/мкс амплитуда p_Φ уменьшается на 10% при толщине изоляции 0,4 мм. При инициировании плоской волной $\frac{\partial p}{\partial t_\Phi}$ в переходной зоне мало и амплитудными искажениями можно пренебречь. Однако в расходящейся волне $\frac{\partial p}{\partial t_\Phi}$ велико во всей переходной зоне, что приводит к систематической ошибке, возрастающей с давлением. Возможный путь повышения точности определения $\frac{\partial p}{\partial t_\Phi}$ — восстановление профиля давления в ВВ по профилю в инертной прокладке с помощью численного моделирования.

Результаты работы показали, что параметры потока за фронтом полусферической расходящейся детонации меняются монотонно: давление уменьшается вдоль траектории лагранжевой частицы и возрастает вдоль траектории фронта. Определяет развитие детонации зона, непосредственно примыкающая к фронту. Обобщенная кинетическая характеристика тепловыделения $\dot{p}_\Phi(p)$ монотонно увеличивается с давлением в диапазоне до 20 ГПа. При $p = 8 \div 17$ ГПа скорости тепловыделения для плоской и полусферической волн совпадают. Особенности в зависимости

стях $p_\Phi(R)$ в направлении под углом 45° к оси ox и наличие максимума на кривой отказов объясняются влиянием гидродинамических потерь, связанных с расходимостью волны.

Поступила в редакцию 2/IX 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Канель, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1.
2. J. Wackerle, J. Johnson, P. Halleck. Proc. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. ACR-221. Arlington, Virginia, 1976.
3. J. Wackerle, R. Rabie, M. Ginsberg e. a. Symp. HDP. Paris, 1978.
4. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ФГВ, 1980, 16, 2.
5. M. Cowperthwaite, J. Rosenberg. Proc. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. ACR-221. Arlington, Virginia, 1976.
6. P. Chen, J. Kennedy. Ibid.
7. R. Chéret, G. Verdès. Proc. 5-th Symp. (Intern.) on Detonation. ACR-184, Pasadena, California, 1970.
8. А. А. Воробьев.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1980.
9. А. Н. Дремин, Г. И. Канель, В. Д. Глузман. ФГВ, 1972, 8, 1.
10. С. А. Бордзиловский, В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов. ФГВ, 1983, 19, 4.
11. F. Bonthoux, P. Deneuille, Y. de Longueville. Proc. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. Annapolis, Maryland, 1981.
12. Г. И. Канель. Применение манганиновых датчиков для измерения давлений ударного сжатия конденсированных сред. ВИНТИ. Деп. № 477 — 74.
13. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
14. В. С. Трофимов. Докт. дис. Черноголовка, 1982.
15. LLNL Explosives Handbook. Lawrence Livermore Laboratory, California, UCRL-52997, 1981.
16. Л. В. Альтшулер, А. А. Баканова, И. П. Дудолодов. ЖЭТФ, 1967, 53, 6.
17. К. Юхансон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М.: Мир, 1973.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА КАК РАБОЧЕГО ТЕЛА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ УВ

Е. З. Новицкий, В. Д. Садунов

(Москва)

В [1, 2] оценку эффективности сегнетоэлектрика (СЭ) предлагается проводить по удельной энергии

$$W = P^2 (2\epsilon_0 \epsilon)^{-1}, \quad (1)$$

где P — остаточная (спонтанная) поляризация СЭ; ϵ и ϵ_0 — диэлектрические характеристики

СЭ	P , мкКл/см ²	ϵ	$E_{пр}^{ст}$, кВ/мм	W , Дж/см ³	E_{max} , кВ/мм	p , ГПа	ΔP , мкКл/см ²	i_0 , А/см	$E_{пр}$, кВ/мм
ЦТС-19 [3]	26	1600	3	2,5	19	5 10 20	25 26 26	10,2 10,7 10,7	4 1,7 0,5
ПКР-1 [4]	42	700	6	14,2	68	5 10 20	31 36 42	14,7 17,3 20,0	3,6 2,5 1,4
ПКР-7М [4]	28	4500	5	0,96	7	5 10 20	16 23 28	7,5 10,8 13,2	2,3 1,6 0,9
С1 [4]	35	330	6	21	120	2 5 10	34 35 35	14,4 16 16	5,5 4 1,2