

Отметим, что в рассмотренных задачах большая часть горючей смеси детонирует, но расстояние, пройденное ДВ ($0,18r_0$ и $0,25r_0$), значительно меньше начального радиуса объема горючей смеси. Вследствие высокой скорости ДВ время распространения горения оказывается существенно больше времени существования ДВ в смеси, поэтому средняя скорость распространения фронта химического превращения примерно равна средней видимой скорости движения фронта пламени. Следовательно, если о процессе взрывного превращения судить по средней скорости распространения фронта химического превращения в смеси или (если отсутствуют данные) по скорости распространения фронта реакции на последнем этапе этого процесса, то может создаться впечатление, что горение приводит к возникновению взрывных волн, превышающих по своим параметрам УВ, генерируемые детонацией. Подобное явление, возможно, имело место в [6] при проведении опытов по горению малых объемов водородокислородной смеси, так как положение фронта горения в этих объемах регистрировалось только до $r = 0,8r_0$, а воздушные волны оказывались такими же сильными, как и при детонации этой смеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
2. Гостищев Ю. А., Губин С. А., Шаргатов В. А. Численное моделирование процессов при горении открытых объемов перемешанных газовых смесей/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1986.
3. Мейдер Ч. Численное моделирование детонации.— М.: Мир, 1985.
4. Desbordes D., Manson N., Brossard I. Acta Astronautica, 1979, 5, 1009.
5. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Губин С. А. и др. Хим. физика. 1986, 6, 5, 670.
6. Wolfolk R. M., Ablow G. M. // Proc. Conf. Mech. Explos. and Blast Waves.— Dover; N. Y., 1973.

Поступила в редакцию 18/1 1988

УДК 534.222.2

ЭМПИРИЧЕСКАЯ МАКРОКИНЕТИКА РАЗЛОЖЕНИЯ ФЛЕГМАТИЗИРОВАННОГО ГЕКСОГЕНА В УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ

А. В. Уткин, Г. И. Канель, В. Е. Фортов

(Черноголовка)

Исследования закономерностей энерговыделения в конденсированных взрывчатых веществах (ВВ) под действием ударных волн (УВ) ведутся с целью выяснения механизмов инициирования и развития реакции, поиска способов регулирования чувствительности ВВ к механическим воздействиям, а также для получения информации, необходимой при расчете ударно-волновых и детонационных процессов. В таких расчетах уравнения механики сплошной среды замыкаются уравнениями состояния и кинетики [1—3]. Согласно многочисленным данным, основные особенности разложения конденсированных ВВ в ударных волнах обусловлены их исходной неоднородностью и описываются в рамках гипотезы горячих точек [4, 5]. Построение замкнутой физической модели этого явления — сложная задача, в рамках которой должны быть решены такие вопросы, как многообразие механизмов, способных привести к образованию очагов, учет их распределения по размерам и температуре, рост и взаимодействие очагов.

В результате теоретических исследований и численного моделирования получены интересные данные об ударно-волновом механизме формирования горячих точек [6], о роли вязкопластического деформирования среды [7] и т. д. Однако реализация такого подхода затруднена

необходимостью определения многочисленных структурных, реологических и теплофизических характеристик вещества. Поэтому широкое развитие нашли эмпирические методы построения кинетических соотношений.

В [8, 9] закономерности разложения твердых ВВ в ударных волнах определялись непосредственно из анализа эволюции одномерных импульсов сжатия. Такой подход требует проведения большого количества трудоемких измерений. Вследствие ограниченной точности существующих методов измерений волновых профилей во внутренних сечениях образцов погрешность уравнения макрокипетики, получаемого в результате обработки опытных данных, может быть значительной. Более эффективны измерения с математическим моделированием экспериментальной ситуации [1—3]. При этом требуется выполнить небольшое количество сравнительно простых экспериментов.

В данной работе такой метод реализован для флегматизированного гексогена, начальная плотность которого $\rho_0 = 1,41 \div 1,67 \text{ г/см}^3$. Исследование образцов различной пористости дает дополнительную информацию о кинетике разложения ВВ, накладывая тем самым определенные ограничения на формально-кинетическое соотношение. Диапазон применимости получаемого эмпирического уравнения макрокинетики определяется параметрами УВ, имевших место в экспериментах. Для исследования особенностей разложения ВВ при воздействии слабых УВ в работе используются манганиновые датчики. Параметры стационарной детонации определяются лазерным доплеровским измерителем скорости [10, 11]. Применение этих двух методик позволило охватить диапазон давлений $p = 3 \div 40 \text{ ГПа}$.

Результаты экспериментов

Эксперименты по определению макрокинетических параметров разложения ВВ в УВ малой амплитуды (менее 8 ГПа) проведены в следующей постановке (рис. 1, а). Исследуемые образцы из прессованного флегматизированного гексогена (5% флегматизатора) имели диаметр $80 \div 120$ и толщину 20 мм, что обеспечивало одномерность процесса развития детонации в течение времени наблюдения. Манганиновыми датчиками 3 непрерывно фиксировались профили давления на границе между образцом ВВ и инертным экраном 2, через который в образец вводился одномерный импульс сжатия первоначально прямоугольного профиля. Подобная постановка опытов использовалась в [12]. Волны сжатия возбуждались плоскими алюминиевыми ударниками 1 толщиной 7 и 4 мм, разогнанными взрывом до скоростей 1,1 и 1,5 км/с соответственно. Начальная амплитуда инициирующей УВ варьировалась изменением скорости ударника и материала экрана (алюминий, медь, оргстекло). Погрешность экспериментов не превышает 5% по давлению.

Результаты измерений для $\rho_0 = 1,41$ (а), 1,60 (б) и 1,67 г/см³ (в) показаны сплошными линиями на рис. 2. Разложение ВВ приводит к росту давления на контактной границе. На профилях $p(t)$ образуются

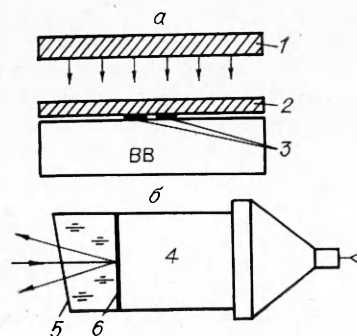


Рис. 1. Экспериментальные сборки.

- а) инициирование детонации;
б) исследование структуры химика.

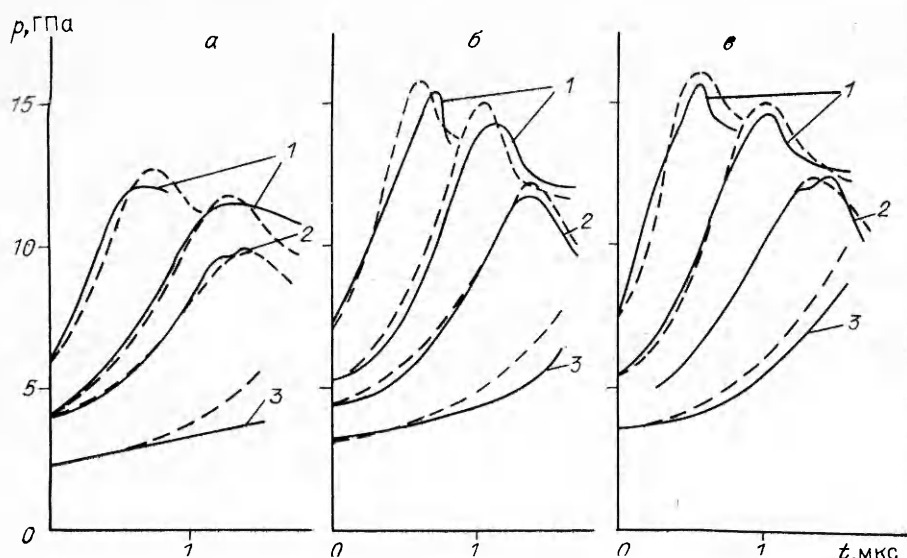


Рис. 2. Результаты экспериментов (сплошные линии) и расчетов (штриховые) по инициированию детонации.

Материал экрана: 1 — алюминий, 2 — плексиглас, 3 — медь.

характерные максимумы, которые выделяются тем четче, чем выше динамическая жесткость материала экрана и меньше пористость ВВ. Ранее установлено [13], что начальное ускорение роста давления и образование характерного выброса на профиле $p(t)$ связаны с тем, что максимум скорости разложения запаздывает относительно фронта УВ. Конечное состояние на границе после выхода процесса на стационарный режим определяется равенством значений массовой скорости и давления в материале экрана и продуктах стационарной детонации. Это условие позволяет найти точки на изохронных разгрузки продуктов взрыва (ПВ), которые использовались при построении уравнения состояния. Положение максимума дает первое приближение для оценки времени реакции в пограничном слое ВВ. По величине скачка давления в начальный момент времени определяются точки на ударных адиабатах флегматизированного гексогена различной начальной плотности, так как ударные адиабаты экранов и ударника, а также скорость последнего известны.

Сведения о скорости разложения ВВ при высоких давлениях дают измерения структуры химпика стационарной детонации [14]. Во флегматизированном гексогене длительность химпика весьма мала, поэтому для его регистрации нужны методы с временным разрешением на уровне 10^{-9} с. В данной работе для этой цели применены лазерные интерферометры с оптической [11] и осциллографической [10] регистрацией. Постановка измерений показана на рис. 1, б, детали лазерного метода описаны в [15]. Структура химпика фиксировалась путем измерений профилей скорости поверхности фольговых прокладок 6, помещенных на границе между ВВ 4 и водяным окном 5, аналогично [16]. Для надежного контакта алюминиевая фольга толщиной $b = 0,05 \div 0,40$ мм напрессовывалась на ВВ. Образцы диаметром $b = 0,05 \div 0,40$ мм и толщиной 80 мм имели начальную плотность 1,41, 1,60 и 1,67 г/см³.

Скорость движения контролируемой поверхности вычислялась по формуле [17]

$$w \left(t - \frac{\tau}{2} \right) = \frac{\lambda_0 N(t)}{2\tau(1+\delta)(1+\Delta v/v)}, \quad (1)$$

где $\lambda_0 = 514,5$ нм — длина волны лазерного излучения; τ — разница во времени прохождения света в двух плечах интерферометра, изменявшаяся в проведенных экспериментах от 0,485 до 0,820 нс; δ — поправка на

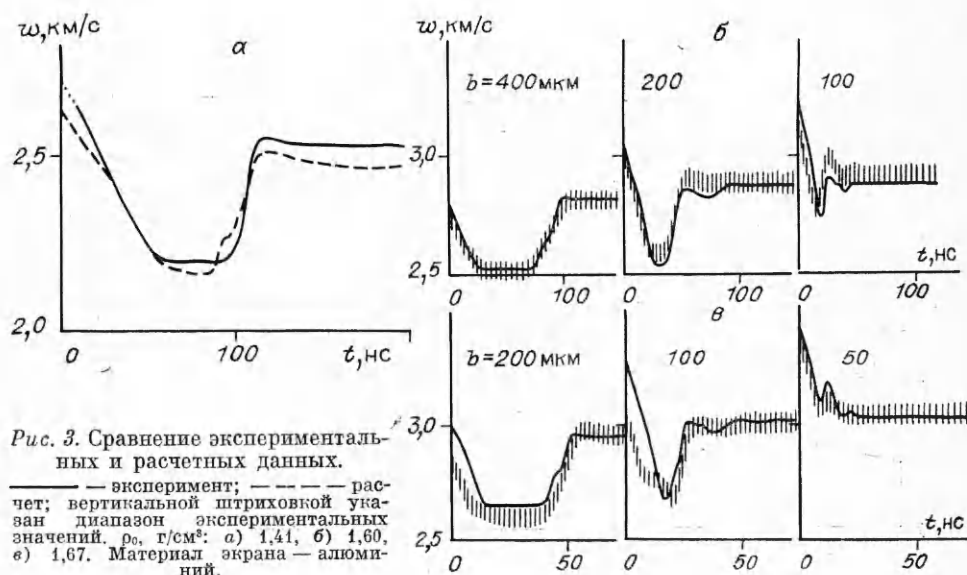


Рис. 3. Сравнение экспериментальных и расчетных данных. — эксперимент; - - - - расчет; вертикальной штриховкой указан диапазон экспериментальных значений ρ_0 , г/см³: а) 1,41, б) 1,60, в) 1,67. Материал экрана — алюминий.

дисперсию света в эталоне, равная 0,036 для стекла К8 и 0,072 для ТФ1 [18]; $\Delta v/v$ — поправка на зависимость коэффициента преломления материала окна от плотности, возникающая при отклонении от эмпирического соотношения Глэдстона — Дэйла; $N(t)$ — число биений при осциллографической регистрации и отношение смещения к расстоянию между интерференционными полосами при оптической схеме регистрации.

Изменение коэффициента преломления воды при ударно-волновом нагружении подробно исследовано в [19]. Использование этих данных и известной ударной адиабаты воды [20] позволило найти зависимость поправки $\Delta v/v$ от величины массовой скорости u за фронтом УВ, которая в интервале 1—4 км/с хорошо аппроксимируется соотношением

$$\Delta v/v = 0,01u + 0,008/3 \cdot (u^2 - 1) \quad (2)$$

(u измеряется в км/с).

Результаты экспериментов суммированы на рис. 3. Исследование структуры хмипика при $\rho_0 = 1,41$ г/см³ проведено лазерным интерферометром с осциллографической регистрацией. Разрешающая способность этой методики ~ 7 нс, что позволяет использовать ее для экспериментального изучения ВВ, время реакции которых в хмипике более 50 нс. Погрешность определения скорости не превышает ± 5 м/с независимо от ее абсолютной величины. Пунктиром на рис. 3, а обозначена линейная экстраполяция при $t < 7$ нс. При выходе УВ на границу алюминий — вода регистрируется скачок скорости. Последующий ее спад обусловлен наличием хмипика в ВВ. Вторая волна сжатия, связанная с отражением волны разрежения от границы ВВ — фольга, не является ударной, ее ширина ~ 15 нс. Конечное значение скорости определяется пересечением изоэнтропы разгрузки ПВ, проходящей через точку Чепмена — Жуге, с ударной адиабатой воды в плоскости $p - u$.

В экспериментах с ВВ плотностью 1,60 и 1,67 г/см³ использовался интерферометр с оптической схемой регистрации, обладающий субнаносекундным разрешением. Погрешность измерения скорости, однако, в этом случае выше и оценивается в ± 30 м/с. Для ВВ с $\rho_0 = 1,60$ г/см³ скорость развертки электронно-оптического преобразователя Кадр-2 составляла 100 нс/см, а для $\rho_0 = 1,67$ г/см³ — 50 нс/см. Во втором случае на профиле скорости фольги толщиной 100 мкм регистрируется особенность при $t \approx 10$ нс. По-видимому, она связана не с кинетикой разложения ВВ в хмипике, а с возмущениями, возникающими из-за большого перепада температур на границе ВВ — фольга. Исследования показали также, что отражающая способность фольги после выхода УВ на

границу алюминий — вода зависит от ее толщины. Для ВВ заданной пористости существует минимальная толщина (~ 50 мкм при $\rho_0 = 1,67$ г/см³), начиная с которой коэффициент отражения резко падает, а воспроизводимость экспериментов ухудшается. По-видимому, это обусловлено исходной неоднородностью ВВ и характерный размер неоднородностей определяет минимальную толщину фольги, необходимую для «сглаживания» фронта УВ.

Высокая разрешающая способность метода позволяет определить закон затухания УВ в алюминиевых преградах на малых расстояниях. Экстраполяция максимальных значений скорости к нулевой толщине преграды дает в пересчете на ВВ массовую скорость на вершине химпика $3,0 \pm 0,1$ и $(3,1 \pm 0,1)$ км/с для $\rho_0 = 1,60$ и $1,67$ г/см³. Соответствующее значение скорости при $\rho_0 = 1,41$ г/см³ рассчитывалось с учетом затухания в фольге и составляет $(2,8 \pm 0,1)$ км/с. Массовая скорость в плоскости Чепмена — Жуге и время реакции в химпике равны $2,0$, $2,1$, $2,2$ км/с и 60 ± 5 , 25 ± 5 , (15 ± 3) нс соответственно для $\rho_0 = 1,41$, $1,60$, $1,67$ г/см³. Полученные данные показывают также, что ширина фронта ударной волны в ВВ не превышает 2 нс, т. е. по крайней мере на порядок меньше полной длительности химпика даже при максимальной плотности.

Таким образом, полученные экспериментальные данные охватывают широкий диапазон давлений и могут быть использованы как для проверки физических моделей разложения конденсированных ВВ, так и для построения формально-кинетических соотношений, что и реализовано в данной работе.

Численное моделирование

С целью определения формально-кинетического соотношения проведено численное моделирование экспериментальных ситуаций. Уравнения механики сплошной среды замыкаются уравнениями состояния и кинетики. Уравнение состояния смеси ВВ + ПВ строится в предположении, что давления в ПВ и ВВ равны, энтропия ВВ после ударно-волнового нагружения остается постоянной и для удельных энергии E и объема v смеси справедливы равенства

$$E = \alpha E_{\text{ПВ}} + (1 - \alpha) E_{\text{ВВ}}, \quad (3)$$

$$v = \alpha v_{\text{ПВ}} + (1 - \alpha) v_{\text{ВВ}}, \quad (4)$$

где α — массовая доля прореагировавшего ВВ. Аналогичные предположения широко используются при моделировании детонационных процессов [1—3].

Уравнение состояния для флегматизированного гексогена максимальной плотности $\rho_R = 1,72$ г/см³ задавалось в форме Ми — Грюнайзена с кривой холодного сжатия Мурнагана — Берча [21]:

$$p = p_x(v_{\text{ВВ}}) + \frac{\Gamma}{v_{\text{ВВ}}} [E_{\text{ВВ}} - E_x(v_{\text{ВВ}})],$$

$$p_x = \frac{3}{2} B_0 (y^7 - y^5) \left[1 - \frac{3}{4} (4 - B_1) (y^2 - 1) \right], \quad (5)$$

$$dE_x = -p_x dv_{\text{ВВ}}, \quad y = 1/(\rho_R v_{\text{ВВ}})^{1/3}.$$

Константы определялись аппроксимацией экспериментальных точек на ударных адиабатах для $\rho_0 = 1,41$, $1,60$ и $1,67$ г/см³. При этом считалось, что ударная адиабата пористого ВВ при $\rho < \rho_R$ совпадает с осью $p = 0$ [22]. На рис. 4 приведено сравнение расчетных и экспериментальных данных с указанием погрешности измерений. Точки на ударных адиабатах, соответствующие химпику, определены с использованием известной скорости стационарной детонации [20]. Расчетные адиабаты на рис. 4 построены при следующих значениях констант в (5):

$$B_0 = 13,2 \text{ ГПа}, \quad B_1 = 6,4, \quad \Gamma = 2,4. \quad (6)$$

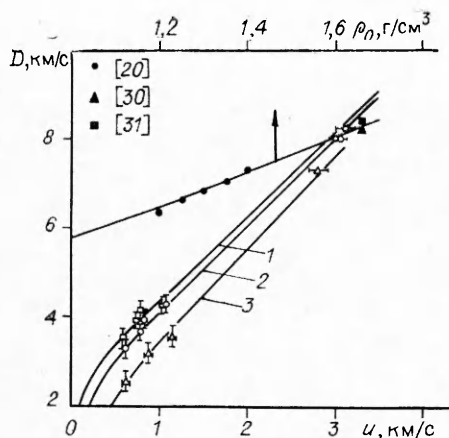


Рис. 4. Ударные адиабаты флегматизированного гексогена при различной пористости (светлые точки) и зависимость скорости детонации от начальной плотности (темные точки).

ρ_0 , г/см³: 1 — 1,67, 2 — 1,60, 3 — 1,41.

В диапазоне $u = 0,6 \div 4$ км/с зависимость $D(u)$ хорошо описывается линейными соотношениями:

$$D = 1,45 + 2,06u, \quad D = 2,16 + 1,95u, \\ D = 2,44 + 1,90u,$$

для $\rho_0 = 1,41, 1,60$ и $1,67$ г/см³ соответственно.

Уравнение состояния для продуктов взрыва взято в форме, предложенной в работе [23] для ПВ тротила:

$$p = p_s(v_{ПВ}) + \frac{\gamma_{ПВ}}{v_{ПВ}} [E_{ПВ} - E_s(v_{ПВ})], \\ p_s(v) = Ae^{-av} + B/v^n, \quad dE_s = -p_s dv_{ПВ}. \quad (7)$$

Константы определялись в результате аппроксимации известной зависимости $D(\rho_0)$ и условия удовлетворительного описания конечных состояний в экспериментах по инициированию детонации (см. рис. 2). На рис. 4 приведено сравнение известных экспериментальных данных с расчетной кривой $D(\rho_0)$, полученной при

$$A = 896,16 \text{ ГПа}, \quad B = 3,98 \text{ ГПа} \cdot \text{см}^6/\text{г}^2, \\ a = 10,106 \text{ г/см}^3, \quad n = 2, \quad \gamma_{ПВ} = 0,3. \quad (8)$$

Выражения (5), (7) и предположения о свойствах смеси позволяют получить в неявном виде уравнение состояния $p = p(v, E, \alpha)$, которое при расчетах решалось методом итераций.

Уравнение состояния ВВ (5) и справочные данные для теплоемкости гексогена $c_v = 0,3$ кал/(г · град) [24] дают возможность определить температуру ударного сжатия, которая имела место в проведенных экспериментах. Так, в опытах по инициированию детонации в образцах с $\rho_0 = 1,67$ г/см³ разогрев составляет 110 °С при $p = 5,5$ ГПа, что на 100° ниже температуры вспышки для времени задержки 300 с [20]. Экспериментально наблюдаемое в этих условиях время реакции ≈ 1 мкс (см. рис. 2), т. е. на много порядков меньше. Этот результат еще раз подтверждает, что процесс разложения твердых ВВ в УВ имеет гетерогенный, очаговый характер и в среднем не описывается кинетикой аррениусовского типа. Поэтому для моделирования экспериментальных ситуаций использовалось формально-кинетическое соотношение, предложенное в [25]:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = K\alpha^\gamma (1 - \alpha)^{1-\gamma} p E_\Phi, \quad (9)$$

где E_Φ — скачок удельной энергии в прошедшей через частицу УВ; производная по времени — лагранжева; K и γ — константы, зависящие от начальной пористости ВВ. Форма уравнения (9) выбрана в предположении возникновения реакции в очагах и распространения ее в объем послынным горением, скорость которого пропорциональна давлению. Считается, что количество очагов при заданной пористости зависит от интенсивности УВ и формально учитывается множителем E_Φ . Константы K и γ определяются из условия наилучшего описания всех экспериментальных данных. Начальный ход зависимости $\alpha(t)$ оценивается интегрированием (9) при $K(1 - \alpha)^{1-\gamma} p E_\Phi = \text{const}$, что для $\gamma < 1$ дает $\alpha \sim t^{1/(1-\gamma)}$. Отсюда видно, что равенство в (9) нулю начальной скорости процесса

не означает невозможность его развития. При проведении расчетов приращение концентрации находилось по неявной схеме.

Одномерный гидродинамический расчет выполнялся по схеме, предложенной в [26]. При моделировании экспериментов по инициированию детонации рассчитывалось течение в ВВ, а на границе с инертным экраном для сокращения времени счета задавалась связь между p и u , соответствующая простой волне Римаиа в экране [20]. Использование таких граничных условий возможно до момента прихода разгрузки со свободной поверхности ударника. Именно этим временем ограничены экспериментальные зависимости на рис. 2. При моделировании экспериментов по определению химика рассчитывалась слоистая система, состоящая из ВВ и алюминия. На границе фольги с водой ставились условия, аналогичные описанным выше. Для алюминия использовалось уравнение состояния из [27], учитывались его упругопластические свойства и зависимость упрочнения от давления. Соответствующие значения констант взяты из [28]. С целью сокращения времени расчетов предварительно определялось поле течения в стационарной детонационной волне, которое задавалось затем в качестве начальных данных.

Расчет зоны реакции при стационарной детонации начинался из точки Чепмена — Жуге. Учитывалось, что все состояния в плоскости $p - v$ лежат на волновом луче. Для нахождения начального значения $v_{ВВ}$ строилась изохропа ВВ, проходящая через вершину химика. Из закона сохранения энергии, условий адиабатичности и стационарности процесса следует, что изменения давления и концентрации вдоль прямой Михельсона связаны соотношением

$$\frac{dp}{d\alpha} = \frac{-\left(\frac{\partial E}{\partial \alpha}\right)_{p,v} \frac{\Gamma_c}{v}}{1 - \frac{\rho^2 c^2}{\rho_0^2 D^2}} \quad (10)$$

(Γ_c — коэффициент Грюнайзена; c — скорость звука), которое вместе с уравнениями состояния и кинетики определяет стационарный режим. В точке Чепмена — Жуге $\rho c = \rho_0 D$, т. е. $dp/d\alpha \rightarrow \infty$. Поэтому когда концентрация продуктов взрыва была близка к единице, особенность раскрывалась и при численном интегрировании использовалась явная зависимость p от α : $p = p_{ч-ж} + \text{const} \sqrt{1 - \alpha}$. Значение константы легко определить из (10).

Результаты численного моделирования приведены на рис. 2, 3. Многочисленные расчеты показали, что положение максимума давления на рис. 2 зависит от отношения K/γ . В то же время из (9) легко получить [29], что полное время реакции в химике $\tau_p = \pi / (K \cdot \sin [(1 - \gamma)\pi] \langle p \rangle E_\Phi)$ ($\langle p \rangle$ — среднее значение давления в химике; E_Φ — скачок энергии во фронте УВ при стационарной детонации), т. е. величина τ_p зависит от произведения $K \cdot \sin [(1 - \gamma)\pi]$. Эти два условия однозначно определяют константы, с помощью которых можно удовлетворительно описать всю совокупность экспериментальных данных. Значения K и γ , при которых проведены расчеты, зависят от начальной плотности и в исследованном диапазоне аппроксимируются соотношениями

$$\gamma = 0,13 \left(1 + \frac{0,2}{1,75 - \rho_0} \right), \quad (11)$$

$$K = 0,48 \left(1 + \frac{0,08}{1,72 - \rho_0} \right) \cdot 10^{-9} \quad (12)$$

(размерность K — кг/(с · Дж · Па)).

Максимум скорости разложения, определяемой (9), достигается при $\alpha \approx \gamma$, поэтому для $\rho_0 = 1,41$ г/см³ депрессивная стадия горения начинается раньше ($\gamma = 0,2$), чем для $\rho_0 = 1,60$ г/см³ ($\gamma = 0,3$), что согласуется с представлениями об очаговом механизме воспламенения. Действительно, с увеличением пористости возрастает количество и средний на-

чальный размер межзеренных пор, которые, вероятно, играют роль очагов, и пересечение их начинается при меньших значениях α .

Из рис. 2, 3 видно, что результаты численного моделирования с константами, определяемыми по (11), (12), удовлетворительно согласуются со всеми экспериментальными данными, правильно отражают тенденции, обусловленные изменением начальной плотности. При расчетах предполагалось существование предела инициирования ВВ (0,5 ГПа независимо от начальной пористости образцов). Важным оказывается учет упругопластических свойств фольги при описании экспериментов по определению длительности химика. В рамках гидродинамики затухание пика давления в алюминии происходит медленнее, чем это следует из экспериментов.

Таким образом, полученные экспериментальные данные, охватывающие широкий диапазон давления, выполнены в постановке, удобной для численного моделирования. Формально-кинетическое соотношение (9) удовлетворительно описывает результаты опытов. Преимуществом его является то, что оно содержит всего две константы, которые, как было показано, однозначно определяются при описании всей совокупности экспериментов. Характер зависимости этих констант от пористости образцов согласуется с модельными представлениями, использовавшимися при задании (9).

ЛИТЕРАТУРА

1. Баталова М. В., Бахрах С. М., Зубарев В. П. ФГВ, 1980, 16, 2, 105.
2. Лобанов В. Ф., Караханов С. М., Бордзиловский С. А. ФГВ, 1982, 18, 3, 90.
3. Lee E. L., Tarver C. M. Phys. Fluids, 1980, 23, 12, 2362.
4. Соловьев В. С. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Детоначия.— Черноголовка, 1977.
5. Howe P., Frey R., Taylor B. et al. // Proc. Sixth Intern. Symp. on Detonation, ACR-224, 1976.
6. Мейдер Ч. Численное моделирование детонации.— М.: Мир, 1985.
7. Хасаинов Б. А., Борисов А. А., Ермолаев Б. С. и др. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Детоначия.— Черноголовка, 1980.
8. Канель Г. И., Дремин А. И. ФГВ, 1977, 13, 1, 85.
9. Wackerly J., Johnson J. O., Halleck P. M. // Proc. Sixth Intern. Symp. on Detonation, ACR-224, 1976.
10. Barker L. M., Hollenbach R. E. J. Appl. Phys., 1972, 43, 11, 4669.
11. Bloomquist D. D., Sheffield S. A. // Ibid., 1983, 54, 4, 1717.
12. Колдунов С. А., Шведов К. К., Дремин А. И. ФГВ, 1973, 9, 2, 295.
13. Фортова Т. П., Шкадинский К. Г., Дремин А. И. и др. ФГВ, 1979, 15, 4, 150.
14. Зельдович Я. В., Компанеев А. С. Теория детонации.— М.: Гостехиздат, 1955.
15. Беловолов М. И., Вовченко В. И., Канель Г. И. и др. ЖТФ, 1987, 57, 5, 918.
16. Sheffield S. A., Bloomquist D. D., Tarver S. M. J. Chem. Phys., 1984, 80, 8, 3831.
17. Barker L. M., Shuler K. W. // Ibid., 1974, 45, 8, 3692.
18. Colorless optical glass. Catalogue.— Moscow: Mashpriborintorg, 1975.
19. Зельдович Я. В., Кормер С. Б., Синицын М. В. и др. Докл. АН СССР, 1961, 138, 6, 1333.
20. Физика взрыва/Под ред. К. П. Стапоковича.— М.: Наука, 1975.
21. Жарков В. П., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах.— М.: Наука, 1968.
22. Зельдович Я. В., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
23. Евстигнеев А. А., Жерноклетов М. В., Зубарев В. П. ФГВ, 1976, 12, 5, 758.
24. Орлова Е. Ю. Химия и технология бризантных взрывчатых веществ.— Л.: Химия, 1973.
25. Уткин А. В., Канель Г. И. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Детоначия.— Черноголовка, 1986.
26. Уилкинс М. Л. // Вычислительные методы в гидродинамике.— М.: Мир, 1967.
27. Holian K. S. J. Appl. Phys., 1986, 59, 1, 149.
28. Дремин А. И., Канель Г. И., Черникова О. Б. ПМТФ, 1981, 4, 132.
29. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды.— М.: Наука, 1981.
30. Воскобойников И. М., Киришин А. П., Афанасенков А. П. и др. // Докл. I Всесоюз. симп. по импульсным давлениям.— М.: ВНИИФТРИ, 1974.
31. Альтшулер Л. В., Балалаев В. В., Доронин Г. С. и др. // Детоначия: Материалы II Всесоюз. совещ. по детонации.— Черноголовка, 1981.

Поступила в редакцию 25/XII 1987,
после доработки — 18/V 1988