

существование в твердых ВВ двухфронтного детонационного комплекса, в котором за газодинамическим скачком с основным энергосвободением следует запаздывающий на время индукции фронт горения, точнее, дегорания. Задержка выхода в инертную преграду состояния, соответствующего состоянию Чепмена — Жуке (за фронтом горения), по-видимому, будет расти с уменьшением динамической жесткости преграды из-за снижения плотности ВВ в зоне индукции за отраженной волной. При выходе ДВ в низкоплотную среду отраженная волна разрежения может сорвать горение и метастабильное состояние индукции окажется на некоторое время замороженным (ср. [6] с. 45).

Газодинамический скачок, в котором происходит основное разложение ВВ, по-видимому, отличается от обычной УВ и относится к автоволнам [12, 13]. Скорость распространения последних, как и нормальной ДВ, определяется параметрами среды и не зависит от начальных условий. Существует критический диаметр детонации и критическое значение кривизны фронта автоволны, при превышении которых волна распространяться не может. Для ДВ, как и для автоволн, характерен негладкий фронт. Сверхзвуковая скорость ДВ может быть обеспечена процессами переноса неравновесных носителей заряда, вызывающих электрополевое разложение ВВ [14].

Итак, представлены результаты измерения скорости УВ на базах 0,1 мм в преграде из Al, прижатой к заряду ТНТ. Предложено качественное объяснение этих результатов и данных других авторов в рамках двухфронтной модели. Предполагается, что основное энергосвободение происходит в первом фронте — газодинамическом скачке, структура которого определяется кинетикой разложения ВВ неравновесными носителями заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В. и др. ПМТФ, 1981, 2, 3.
2. Kamlet M. J. et al. J. Chem. Phys., 1968, 48, 1.
3. Дремин А. Н., Похил П. Ф. ЖФХ, 1960, 34, 11, 2560.
4. Duff R. E., Houston E. J. Chem. Phys., 1955, 23, 7.
5. Compendium of Shock Wave Data. Univ. California, 1977. Sec. C.
6. Кук М. А. Наука о промышленных взрывчатых веществах. — М.: Недра, 1980.
7. Трофимов В. С. // Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. — Черноголовка, 1978.
8. Воскобойников И. М., Гоголя М. Ф. Хим. физика, 1984, 3, 7, 1036.
9. Воробьев А. А. и др. ФГВ, 1985, 21, 2, 106.
10. Авеиан В. А. и др. // Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация и ударные волны: Материалы VIII Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. — Черноголовка, 1986.
11. Уртъев П. А. и др. ФГВ, 1986, 22, 5, 113.
12. Васильев В. А. и др. УФН, 1979, 128, 4, 625.
13. Кринский В. И., Михайлов А. С. Автоволны. — М.: Знание, 1984.
14. Сухущин Ю. И., Захаров Ю. А. // Кинетика и механизм химических реакций в твердом теле. — Черноголовка, 1981.

Поступила в редакцию 25/VI 1987,
после доработки — 25/XII 1987

УДК 662.3

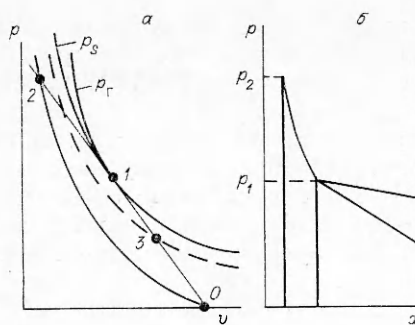
РЕЖИМЫ ДЕТОНАЦИИ И ПАРАМЕТРЫ ЖУКЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

Л. В. Альтшулер, Г. С. Доронин, В. С. Жученко
(Москва)

Введение

Для определения давлений Жук, режимов стационарной детонации и продолжительности химических реакций применяется обширный арсенал динамических методов, основанных на различных физических прин-

Рис. 1. $p-v$ -диаграмма (а) и структура (б) стационарной детонации.



циях. Многие из них были независимо разработаны в США [1] и СССР [2, 3] в первые послевоенные годы и применены в первую очередь для реалистических оценок [1, 3] детонационных давлений тротил-гексогеновых сплавов. В последующие десятилетия параметры детонации конденсированных взрывчатых веществ (ВВ), уравнения состояния и адиабаты Гюгонио продуктов взрыва (ПВ) являлись объектом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований, не устранивших, однако, известной неоднозначности в интерпретации экспериментальных данных. Такая ситуация сложилась из-за методических трудностей, сложности и разнообразия детонационных процессов.

Самоподдерживающийся «акустический» режим стационарной детонации определяется точкой 1 касания адиабаты Гюгонио ПВ и волновой прямой Релея — Михельсона (рис. 1, а) [4]. На основании общего для ударных переходов дифференциального соотношения

$$\left(-\frac{\partial p}{\partial v}\right)_\Gamma - m^2 = \alpha(\gamma, v) \left[\left(-\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s - m^2\right], \quad (1)$$

$$m^2 = \frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1},$$

в состоянии Жуге (p_1, v_1) обе производные адиабаты Гюгонио $p_\Gamma(v)$ и изоэнтропы $p_s(v)$ равны m^2 . Отсюда при $p_0 = 0$

$$\left(\frac{\partial \ln p}{\partial \ln v}\right)_\Gamma = \left(\frac{\partial \ln p}{\partial \ln v}\right)_s = -n, \quad n = v_1(v_0 - v_1)^{-1} = (\sigma_1 - 1)^{-1}. \quad (2)$$

В (1) и (2) v — удельный объем; p — давление; v_0 и p_0 — начальный удельный объем и начальное давление; $\sigma = v_0/v$ — степень ударного сжатия; $\alpha = (h - 1)/(h - \sigma)$; $h = 1 + 2\gamma^{-1}$; γ — коэффициент Грюнайзена. Полученная интегрированием (2) при $n = \text{const}$ касательная к волновому лучу параболическая поллитропа

$$p = p_1(\sigma/\sigma_1)^n \quad (3)$$

в окрестности точки Жуге в довольно широких диапазонах описывает изоэнтропу и адиабату Гюгонио ПВ, а также адиабату их повторного нагружения. Она эквивалентна поэтому локальному уравнению состояния ПВ.

Из (3) и законов сохранения следуют известные выражения параметров Жуге [5]

$$u_1 = \frac{D_1}{n+1}, \quad c_1 = \frac{n}{n+1} D_1, \quad p_1 = \frac{\rho_0 D_1^2}{n+1}, \quad \sigma_1 = \frac{n+1}{n} \quad (4)$$

для массовой скорости u_1 , скорости звука c_1 , давления p_1 и степени сжатия σ_1 . Поскольку скорость нормальной детонации обычно известна так же хорошо, как начальная плотность ρ_0 , показатель n степенного уравнения ПВ и остальные характеристики стационарной детонации находятся экспериментальным определением одной из величин: u_1 , p_1 , c_1 или σ_1 . В подавляющем большинстве исследований различными методами измеряются массовые скорости или давления.

В теории Зельдовича — Неймана — Деринга (ЗНД), объясняющей возникновение и отбор акустического режима детонации, структура де-

тонационной волны включает (см. рис. 1, б) ударный разрыв, распространяющийся по непрореагировавшему ВВ, стационарную зону химического разложения (ЗХР), плоскость Чепмена — Жуге на ее границе и примыкающую к ней тейлоровскую автомодельную волну разрежения. Неоднозначность в интерпретации экспериментальных данных в значительной мере связана с трудностью выделения плоскости Чепмена — Жуге на границе ЗХР. Эта неопределенность устраняется сравнением опытов, выполненных в разном масштабе, и определением положения звуковой плоскости по точке разветвления экспериментальных кривых.

Более сложная картина течений возникает при затянутых химических реакциях, которые завершаются в расширяющихся продуктах взрыва. Трудности изучения стационарной детонации дополнительно возрастают из-за асимптотического характера затухания возмущений детонационного фронта [6], в особенности возмущений пересжатия.

В настоящей работе проанализированы результаты экспериментальных исследований последнего десятилетия, позволившие с помощью более совершенных методов проследить процессы формирования стационарных волн, обнаружить новые режимы детонационных процессов и с большей точностью и достоверностью определить динамические характеристики конденсированных ВВ в нормальной и пересжатой детонации.

Экспериментальные исследования

Как правило, в динамических экспериментах по изучению детонации используются взрывные системы (рис. 2, а), формирующие с помощью фокусирующих линзовых инициаторов 1 в исследуемых образцах ВВ 2 одномерные плоские детонационные волны (ДВ). К «внутренним» методам непосредственной регистрации параметров детонации относятся: импульсное рентгенографирование траектории волны разгрузки [7] и смещений фольг 4 в «зебровых зарядах» [8, 9], впервые примененных в 1948 г. Цукерманом и Софьиной [3] при исследовании сплава ТГ 50/50; измерения давления [10—12] манганиновыми манометрами сопротивления 3; измерения массовых скоростей электромагнитными датчиками 5, перемещающимися в постоянном магнитном поле.

Электромагнитная методика предложена Завойским [3], проанализирована в различных вариантах в [13—15] и нашла применение в работах [16—23] для определения скоростей ПВ, продолжительности реакций разложения и в [16, 14] — средних лагранжевых скоростей встречных волн разрежения. Однако для стационарной детонации лагранжева скорость звука c_L в плоскости Жуге тождественно равна скорости детонации D_1 . На дистанции l от торца заряда длиной L средние ($\bar{c}_L$) и мгновенные (c_L) скорости звука для автомодельных волн определены инвариантными относительно уравнений состояния ПВ соотношениями [21]

$$\bar{c}_L(l) = D_1(1 - l/L), \quad c_L(l) = D_1(1 - l/L)^2. \quad (5)$$

Несовпадение экспериментальных значений $\bar{c}_L$ и c_L с (5) по [21] характеризует нарушение автомодельности, связанное с конечной шириной ЗХР. Их определение дает также дополнительную информацию о неустановившихся режимах формирования ДВ.

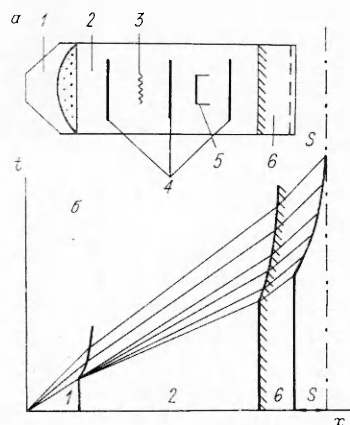


Рис. 2. Экспериментальные методы (а) и $x-t$ -диаграмма (б) взаимодействия детонационной волны с преградой.

Электромагнитная методика среди «внутренних» методов обладает наибольшей разрешающей способностью t_p . Величина t_p определяется временем, необходимым для приобретения датчиком скорости ПВ. По оценкам после двух ревербераций ударной волны (УВ) различия скоростей не превышают 5 %. При использовании в [18, 21] алюминиевых датчиков толщиной $d = 100$ мкм $t_p = \frac{4d}{D_{Al}} \simeq 60$ нс. Наилучшее разрешение $t_p \simeq 20$ нс получено в [13] на датчиках из медной фольги с $d = 20$ мкм. Разрешающая способность рентгеновской, манганиновой и даже электромагнитной методик обычно недостаточна для выявления тонкой структуры химической зоны. Тем не менее «внутренние» методы позволяют правильно определить давление стационарной детонации по профилям тейлоровских волн разряжения, записанных в течение относительно больших временных интервалов. Другая группа методов, в развитии которых достигнут наибольший прогресс, основана на регистрации состояний, образующихся при отражении ДВ от преград. Общая картина возникающих при этом течений схематически изображена на диаграмме путь — время рис. 2, б.

По предложению Горансона, изложенному в отчете Лос-Аламосской лаборатории 1945 г. и работе [1], «давления детонации Чепмена — Жуге конденсированных ВВ и реакционные зоны могут быть исследованы путем определения первоначальной скорости свободной поверхности пластинок как функции их толщины». В Советском Союзе основанный на той же идеологии «метод откола» независимо развит в 1947—1948 гг. Альтшулером и Крупниковым [2]. Измерения по методу откола скорости w движения свободной поверхности преграды фиксируют на разных расстояниях от границы заряда массовые скорости $u_n = w/2$, а следовательно, при известной адиабате Гюгонио материала преграды и ударные давления $p_n(u_n)$. Конфигурация полученной кривой затухания отражает последовательное воздействие на преграду зоны реакции и тейлоровской волны разгрузки. В разделяющей их плоскости параметры u_{n1} , p_{n1} и состояния Жуге u_1 , p_1 связаны соотношением

$$p_{n1} = p_1 \left(1 + \frac{n^2 - 1}{2n} \cdot \frac{u_1 - u_{n1}}{D_1} \right)^{\frac{2n}{n-1}}, \quad (6)$$

$$p_1 = \frac{\rho_0 D_1^2}{n+1}, \quad u_1 = \frac{D_1}{n+1},$$

которое определяет при известных ρ_0 , D_1 показатель изотропии n и остальные характеристики стационарной детонации.

Возможные погрешности [2, 24] метода откола в его традиционном варианте связаны с переменной, уменьшающейся на базе измерения S , скоростью свободной поверхности преграды из-за спадающего режима давлений на ее границе с ПВ. Отличие средней измеряемой скорости от ее начального значения определяется [25] откольной прочностью $\sigma_{от}$ от материала преграды и не превышает

$$\Delta w \leq (\rho_{оп} D_{оп})^{-1} \sigma_{от}. \quad (7)$$

Поправки минимальны при малых базах измерения и больших длинах зарядов [24]. В усовершенствованном [2] варианте метода «правильные значения начальной скорости могут быть получены на преградах с искусственной поверхностью разъема между основной преградой и пластиной искусственного откола (пунктир рис. 2, а) толщиной в несколько десятых долей миллиметра. Подобные пластины, свободно отделяющиеся от основной преграды, фиксируют нужную максимальную массовую скорость на фронте ударной волны в момент ее подхода к свободной поверхности».

Завышенные значения w возникают, если в течение времени $t_n = S/w$ волна разгрузки после отражения от границы с ПВ в виде вол-

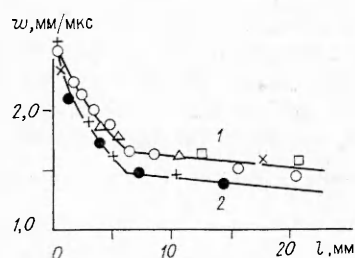


Рис. 3. Скорости откола для смеси нитрометан — ацетон 75/25, полученные на сплошных (2) и составных (1) алюминиевых преградах [20].

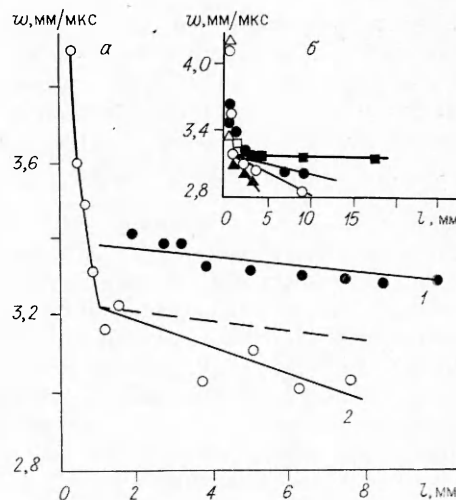


Рис. 4. Скорости откола в алюминиевых преградах.
а) состав В [1, 26]; б) ТГ 50/50 [27].

ны сжатия достигает движущейся поверхности. Для исключения этого эффекта время циркуляции для преграды толщиной d должно быть больше t_n и, следовательно, допустимая база измерения

$$S < 2dw/D_n. \quad (8)$$

В качестве иллюстрации на рис. 3 приведены кривые затухания УВ в алюминиевых преградах, полученные [20] в различной постановке опытов при исследовании детонации смесей ацетон — пирометан. Кривая 2 зарегистрирована при соблюдении условия (8) на сплошных преградах, 1 — на расслоенных.

В корректной постановке опытов на зарядах длиной 76 мм и с малыми измерительными базами $S = 0,07 \div 0,14$ мм в [1] изучены динамические характеристики и ЗХР тротилгексогенового сплава В (63/37, $\rho_0 = 1,67$ г/см³). На полученной эпюре скоростей (кривая 2 на рис. 4, а) крутая ветвь отражает быстрый спад давлений в зоне химической реакции, точка излома (по [1]) — состояние Жуге, а более пологий участок — волну разгрузки. Для близкого состава большей плотности результаты измерений [26], проведенные на зарядах с $L = 203$ мм, изображены кривой 1, имеющей слабо выраженный второй излом при $l \approx 4$ мм, представляющий по [18] истинную границу химической зоны. Штриховой линией даны регистрации [26], приведенные к характеристикам заряда [1]. По методике искусственного откола и на зарядах различной длины параметры детонации сплава ТГ 50/50 определены в [3]. В [27] подтвердилось существование у тротилгексогеновых смесей узких зон высоких химических давлений (см. рис. 4, б).

Большие методические ошибки, проанализированные в [24], содержат измерения [28], выполненные на коротких зарядах и сплошных преградах, на основании которых развита модель «устанавливающейся детонации» [28, 29]. Зарегистрированные в [28] кривые затухания для зарядов разной длины из состава РВХ-9404 смещены друг относительно друга, не имеют общей точки пересечения и противоречат результатам, полученным другими методами (рис. 5).

Принципиальные преимущества в отношении однозначности и точности имеет непрерывная регистрация параметров УВ по мере ее продвижения по преграде. Наибольшей чувствительностью обладает метод измерения яркости ударного фронта в примыкающей к заряду индикаторной жидкости (CCl₄) с протарированной по динамическим давлениям кривой яркости [30, 31]. По этому способу яркостные кривые затухания с ясно выраженными зонами химического разложения зафиксированы для прессованного тротила, гексогена и прессованного состава ТГ 50/50. Для реализации больших потенциальных возможностей ме-

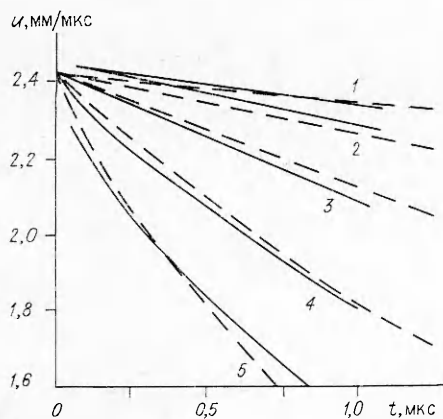


Рис. 5. Скорости ПВ на границе с тефлоновой преградой для состава РВХ-9404 [37].
 L , мм: 1 — 203,2, 2 — 101,6, 3 — 50,8, 4 — 25,4, 5 — 12,7.

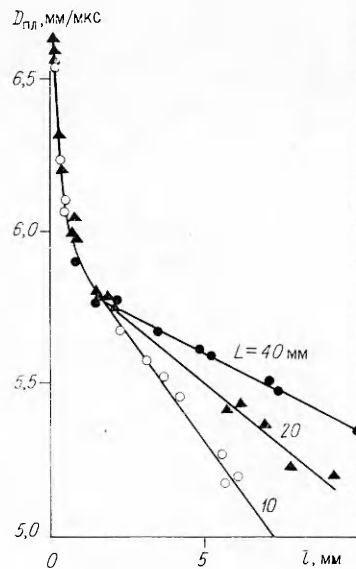


Рис. 6. Затухание УВ в преградах из плексигласа для зарядов тротила. Режим ЗНД.

тодики необходимы сравнительные эксперименты с зарядами различной длины.

Новые результаты получены лазерными измерениями волновых скоростей (ЛИВС). В методе ЛИВС [24, 32–36] зондирующий лазерный луч отражается от оптических границ тонких (0,5–0,1 мм) прозрачных пластин, приложенных к торцу заряда в виде стопки с микронными зазорами. Ударная волна, последовательно закрывая зазоры, уменьшает суммарную интенсивность отраженного светового луча, направленного системой зеркал и линз на фотоумножитель. Таким способом затухание УВ регистрируется в одном опыте строго по оси заряда и с хорошим временным разрешением ~ 5 нс.

Результаты исследования [35, 36] стационарной детонации тротила по методу ЛИВС представлены на рис. 6 серией кривых затухания. В точном соответствии с классической моделью детонации ЗНД опыты выявили стационарную зону с примыкающими к ней автомодельными волнами разгрузки, однозначно определили размеры ЗХР и с большей надежностью — давление Жуге. Для флегматизированных составов в [34, 35] и последующих исследованиях зарегистрированы профили волн, расширяющихся в режиме стационарной недосжатой детонации с узким «химическим пиком» и автомодельно расширяющимся «плато» (рис. 7). Метод ЛИВС позволил также обнаружить (рис. 8) у агатированных ВВ необычный режим детонации с нарастающим профилем давления [36].

Информация о движении ПВ на границах с инертными преградами и в последовательных фазах формирования стационарных режимов получена методами аксиального магнитного датчика [37, 38] и лазерной интерферометрии [39–44]. В новом варианте электромагнитной методики [37] тонкие фольги на торце заряда перемещаются в поле небольшого магнита, установленного на оси заряда за слоем тефлона. Скорость фольги находится по величине ЭДС, наводимой в катушке, расположенной рядом с магнитом. Из-за неоднородности магнитного поля первичные записи требуют довольно сложной компьютерной обработки. Взаимное расположение профилей для зарядов различной длины из составов РВХ-9404 и В характеризует режимы с разной кинетикой разложения. Для РВХ-9404 (см. рис. 5) движение границ ВВ с тефлоном адекватно описывается моделью ЗНД с относительно малой ЗХР. Напротив, по [38] для состава В конфигурация профилей (рис. 9, а) свидетельствует, что наряду с быстрой фазой освобождения энергии взрыва, зафиксированной в [1] (см. рис. 4, а), имеет место фаза «дого-

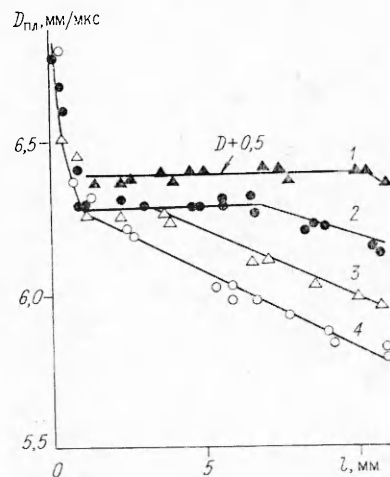


Рис. 7. Режим стационарной подожженной детонации (СНД). Затухание УВ в преградах из плексигласа для зарядов тэна с 6 (2—4) и 10 % (1) флегматизатора.
L, мм: 1 — 50, 2 — 40, 3 — 20, 4 — 10.

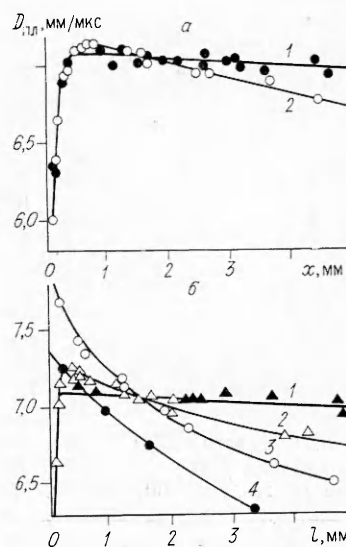


Рис. 8. Детонация агитированных ВВ.
а) гексоген ($\rho_0 = 1,78$ г/см³); б) октоген ($\rho_0 = 1,87$ г/см³). L, мм: 1 — 50, 2 — 20, 3 — 10, 4 — 5.

рапия» и замедленного «двухстадийного» формирования химической зоны. Реалистическому давлению детонации здесь отвечает величина $p_1 = 27,4$ ГПа, определяемая точкой пересечения штриховых кривых на рис. 9, а, хорошо описывающих удаленные участки профилей. Более высокие давления $p_1 \approx 29$ ГПа относятся к растянутой ЗХР. Первое из этих значений совпадает с результатами, полученными «внутренними» методами, а второе — методами преград, фиксирующими головные участки детонационных импульсов. Аналогичная картина движения ПВ (см. рис. 9, б) зафиксирована традиционными электромагнитными датчиками в [21] для состава ТГ 50/50, но была по-иному интерпретирована.

С наибольшим временным разрешением профили ДВ регистрируются на лазерных интерферометрах, измеряющих скорости тонких металлических фольг на границе зарядов с прозрачными «окнами» [39—44].

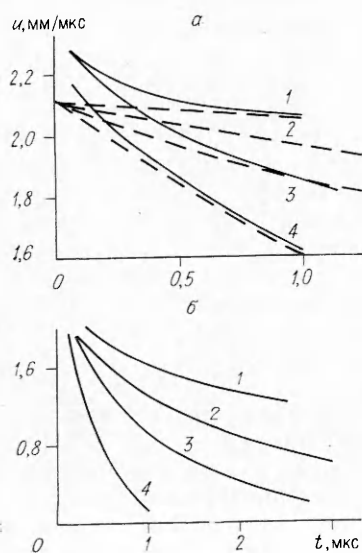


Рис. 10. Скорости ПВ на границе с монокристаллами из фтористого лития для состава LX-14 [44].

Рис. 9. Скорости ПВ на границе с тефлоновой преградой для состава В [37] (а) и в зарядах из ТГ 50/50 [21] (б).
а) L, мм: 1 — 203,2, 2 — 101,6, 3 — 50,8, 4 — 25,4; б) L, мм: 1 — 60, 2 — 30, 3 — 15, 4 — 5.

В работе [41] на интерферометре ORVIS изучены тротил, СР (цианотетразолат) и состав PBX-9502 на основе ТАТБ. Отражающие лазерный луч фольги толщиной 15—25 мкм отделяли заряды от водяных «окон». При предельно высоком субнаносекундном разрешении (0,3 нс) общее время наблюдения в большинстве опытов не превышало 100 нс. Интерферограммы демонстрируют затухающие реверберации и монотонное снижение скорости без выделенной границы ЗХР.

В близкой к [41] редакции, но с существенно худшим временным разрешением (6 нс) в работе [42] проведены опыты с серией составов на основе ТАТБ с использованием интерферометра Фабри — Перо и алюминиевых фольг толщиной 13 мкм. Регистрации на зарядах длиной 13, 25 и 50 мм имели общие для всех составов особенности: отсутствие экспериментально выявленной границы ЗХР и возрастание с длиной заряда скорости границ, характерное для неустановившейся детонации.

Интерферометрические методы позволяют фиксировать быстрые реакции разложения. В [43] этот результат для флегматизированного гексогена достигнут в серии опытов с алюминиевыми пластинками толщиной от 0,1 до 0,4 мм. Рациональная редакция опытов реализована в работе [44]. Иницирование осуществлялось здесь ударом фольги из майлара. В качестве оконного материала использовались близкие по импедансу к исследовавшемуся ВВ (LX-14) монокристаллы фтористого лития. Толщина отражающего алюминиевого слоя не превышала 0,2 мкм. Воспроизводимые опыты рис. 10 подтверждают концепцию двухстадийной кинетики с быстрой и медленной стадиями разложения ВВ. Основным результатом интерферометрических исследований заключается в определении максимальных давлений химической зоны и максимальных скоростей реакций разложения.

Режимы и модели детонации

Режимы распространения стационарной детонации определяются механизмами и кинетикой разложения ВВ и взаимосвязаны со структурой ЗХР. Как показали интерферометрические измерения с субнаносекундным [41] и наносекундным [43] разрешением, максимальные давления химической зоны у бризантных ВВ (СР, PBX-9502, тротил, гексоген) достигаются на переднем фронте детонационного импульса за $t_{\phi} \leq 1$ нс. Реакции разложения начинаются сразу за ударным скачком без характерного для теплового взрыва периода индукции и протекают с высокой первоначальной скоростью порядка $(40-80) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. В согласии с концепцией Дремина — Клименко [45] такое развитие процесса свидетельствует о реализации в УВ подготовительных стадий реакций разложения — образовании промежуточных соединений или «плотного множества» горячих точек.

Принципиальное значение имеет вопрос о возможности выделения в ударном скачке части энергии взрыва [46]. Необходимую информацию можно получить сравнением экспериментальной амплитуды химика (ХП) и давления p_2 (см. рис. 1) в точке пересечения волновой прямой Релея — Михельсона с адиабатой Гюгонио непрореагировавшего ВВ. Для ударных адиабат ВВ с линейными $D(u)$ -соотношениями

$$D_{\text{ВВ}} = c_0 + su, \\ p_2 = \frac{\rho_0 D_1^2}{s} \left(1 - \frac{c_0}{D_1} \right), \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{n+1}{s} \left(1 - \frac{c_0}{D_1} \right). \quad (9)$$

Проведение экспериментов по определению динамической сжимаемости ВВ сопряжено с большими методическими трудностями и осуществимо в ограниченном диапазоне давлений, не вызывающих «мгновенной» детонации образцов. С наибольшей полнотой ударные адиабаты для составов PBX-9502, PBX-9404, тротила, кристаллического тэпа, флегматизированного гексогена зарегистрированы в [47] и для кристал-

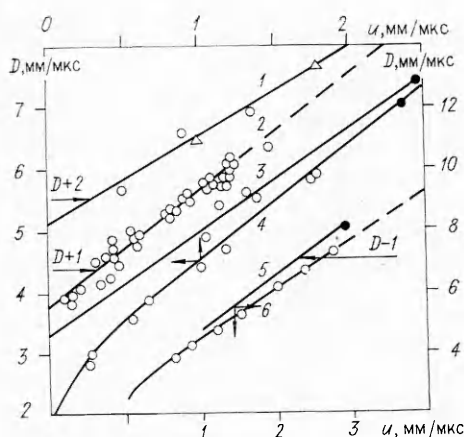


Рис. 11. $D-u$ -диаграммы непрореагировавших ВВ.

1 — кристаллический гексоген; 2 — кристаллический тэн; 3 — РВХ-9502; 4 — тротил; 5 — СР; 6 — РВХ-9404.

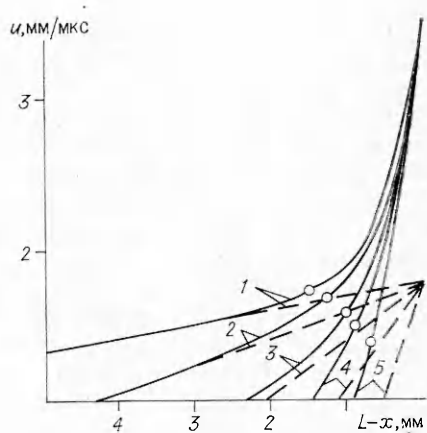


Рис. 12. Детонационные профили с аррениусовской кинетикой разложения по [49].

L , мм: 1 — 39,56, 2 — 19,75, 3 — 9,36, 4 — 4,89, 5 — 1,83.

лического гексогена — в [48]. Полученные для них линейные $D(u)$ -уравнения приведены в табл. 1 и графически представлены вместе с результатами отдельных опытов на рис. 11. Для составов пониженной плотности, на которых выполнялись прецизионные исследования ЗХР, в табл. 1 внесены скорректированные нами $D(u)$ -соотношения, описывающие верхние участки адиабат, близкие к координатам ХП.

Для прессованного тротила плотностью 1,57 [35, 36] и 1,64 г/см³ [41] и состава РВХ-9502 [41] в режиме стационарной детонации на ударном скачке реализуются состояния непрореагировавшего ВВ, а давления ХП превышают у них давление Жуге в 1,42—1,47 раза. У флегматизированных гексогена [43] и тэна [34] максимальные экспериментальные параметры ЗХР меньше расчетных на 15—20 %. Вероятно, они отвечают состояниям частично разложившегося ВВ, расположенным в интервале 1—2 волнового луча (см. рис. 1, а).

Структуры ДВ (см. рис. 1, б), отвечающие теории ЗНД, характерны для ВВ, основная часть энергии взрыва которых освобождается за ударным скачком, реакции разложения протекают одностадийно и их продолжительность много меньше времени детонации экспериментальных зарядов. Модифицированные режимы ЗНД обнаружены у составов с затянутыми реакциями, завершающимися в расширяющихся ПВ. Для последовательно происходящих экзотермических реакций такую ситуацию качественно отражают модельные распределения массовых скоро-

Т а б л и ц а 1

ВВ	ρ_0 , г/см ³	$D(u)$, км/с	Диапазон p , ГПа	Ссылки
Тротил	1,575 1,624	$2,37+1,86u$ $2,57+1,88u$	— 10	Расчет [47]
Гексоген кристаллический	1,80	$2,87+1,61u$	6—16	[48]
флегматизированный	1,60 1,711	$2,55+1,48u$ $3,11+1,41u$	— 12	Расчет [47]
Тэн				
кристаллический	1,744	$2,75+1,85u$	12	[47]
флегматизированный	1,605	$2,77+1,80u$	—	Расчет
РВХ-9404	1,867	$2,71+1,61u$	40	[47]
РВХ-9502	1,88	$3,26+1,68u$	15	[47]

стей, рассчитанные в [49] для различных моментов времени с аррениусовской кинетикой разложения,

$$\frac{d\alpha}{dt} = -v\alpha \exp\left(-\frac{E_a}{E}\right). \quad (10)$$

Здесь $E(\alpha)$ — удельная внутренняя энергия; α — концентрация неразложившегося ВВ; E_a — энергия активации; t — время; v — константа реакции. Точками на кривых рис. 12 отмечены сечения, для которых выполняется условие $D = u + c$. По мере распространения детонации плоскости Чепмена — Жуке отодвигаются от фронта, а массовая скорость в них возрастает. Штриховыми линиями на графике даны автомодельные распределения при нулевой ширине ЗХР. Видно, что равновесные параметры детонации в большей мере характеризуются удаленными от фронта участками распределения. В целом рассчитанные эпюры скоростей имеют большое сходство с экспериментальными регистрациями движения ПВ в сплавах В и ТГ 50/50 (см. рис. 9).

По близкому к (10) кинетическому уравнению аррениусовского типа

$$\frac{d\alpha}{dt} = -v\alpha p_s^n \exp\left(-\frac{T^*}{T}\right) \quad (11)$$

в работе [42] выполнены конкретные расчеты для шести составов на основе ТАТБ. В (11) p_s — давление ударного разрыва в данном лагранжевом элементе; T — температура; v , n , T^* — константы. С использованием (11) и при соответствующем подборе констант в [42] с хорошей точностью воспроизведены экспериментальные профили ДВ для зарядов длиной 13, 25 и 50 мм.

Альтернативная теория двухстадийной детонации, развитая в [38], постулирует освобождение в первой, «быстрой» стадии основной части энергии взрыва и во второй, «медленной» — ее небольшого остатка. Для состава В адекватное описание экспериментов по регистрации скорости ПВ аксиальными магнитными датчиками и откольных опытов [26] достигнуто при расчетном давлении Жуке $p_1 = 26,4$ ГПа и освобождении в первой стадии 96 % химической энергии ВВ. Для состава РВХ-9502 доля первой стадии, согласно [38], составляет 98,5 %. Характерный профиль массовых скоростей у состава LX-14 (см. рис. 10), вероятно, также отражает двухстадийную кинетику реакций разложения.

Режимы стационарной недосжатой детонации (СНД), теоретически проанализированные в [50], реализуются при двухстадийных реакциях разложения, если реакция второй стадии протекает с существенно меньшей скоростью и является эндотермической. Экспериментально СНД такого происхождения обнаружены у флегматизированных составов, где во второй стадии происходит деструкция молекул флегматизатора [12]. Результаты исследований флегматизированного тэна по методике ЛИВС приведены на рис. 7.

В режиме СНД скорость детонации определяется наклоном волнового луча $0I$ (см. рис. 1, а), касательного к адиабате максимального тепловыделения, а давление — точкой 3 пересечения луча с нижней адиабатой конечных продуктов взрыва. Схематически структура СНД (рис. 13, а) включает: ударный скачок, круто спускающийся участок 2—1 экзотермической реакции, более пологий интервал 1—3 завершения эндотермического процесса и автомодельно

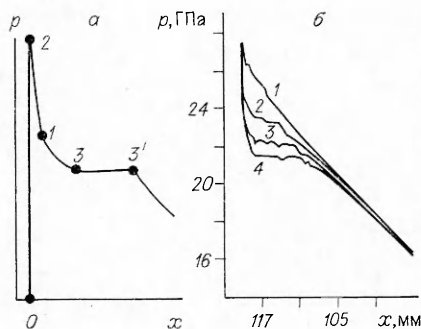


Рис. 13. Структура недосжатой детонационной волны (а) (цифрами обозначены состояния рис. 1, а) и расчетные профили давления в режиме СНД (б).

$|Q_2|/|Q_1|$: 1 — 0, 2 — 0,068, 3 — 0,11, 4 — 0,148.

расширяющуюся область постоянного течения $\beta-\beta'$, пропорциональную $D_1 - (c_3 + u_3)$. Если в первой стадии выделяется энергии Q_1 , а во второй поглощается энергия $Q_2 \ll Q_1$, то, согласно [51], относительное снижение давления детонации

$$\frac{\Delta p}{p_1} = \sqrt{\gamma \frac{|Q_2|}{Q_1} (n-1)^{-1}}.$$

Входящий в подкоренное выражение множитель $\gamma \approx 2/3$ — коэффициент Грюнрайзена ПВ, а $n \approx 3$ — показатель изотропии (3). При таких значениях γ и n

$$\frac{\Delta p}{p_1} \approx 0,58 \sqrt{\frac{|Q_2|}{Q_1}}.$$

В упрощенном предположении [51] о мгновенном протекании экзотермической реакции первой стадии для модельных ВВ профили педосжатых детонационных волн приведены на рис. 13, б.

Режимы педосжатой детонации и детонационные структуры, образующиеся при двухстадийном энерговыведении, представляют модифицированные варианты модели ЗНД. Как показали экспериментальные исследования последних лет, они широко распространены и возникают из-за небольших вариаций в кинетике взрывных реакций, протекающих по предсказанному теорией ЗНД механизму ударного сжатия и последующего теплового взрыва.

Нетрадиционные структуры ДВ без повышенных давлений химической зоны возможны при разложении ВВ в ударном скачке [46]. Экспериментально режимы детонации, допускающие такую интерпретацию, впервые обнаружены у высокоплотных агатированных ВВ по прецизионным лазерным регистрациям волновых скоростей в преградах [36]. Как показывает взаимное положение детонационных профилей для зарядов разной длины из гексогена и октогена (см. рис. 7), детонация развивается через стадию сильного пересжатия и завершается образованием состояний Жуге на границе узкой зоны химического разложения. Для зарядов длиной 20—50 мм внутри химической зоны происходит, в отличие от модели ЗНД, возрастание давлений, достигающих на ее внешней границе уровня стационарной детонации. Внутри зоны давление увеличивается скачкообразно, а затем идет замедленное «релаксационное» завершение реакций разложения.

Размеры зон химического разложения

Определять размеры ЗХР необходимо для локализации состояний Жуге и оценок кинетических характеристик взрывных реакций. Эксперименты по изучению ЗХР были начаты в классической работе Даффа и Хаустона [4]. В последующих исследованиях в разной постановке опытов находились: продолжительность τ_p (рис. 14) химических реакций внутри зарядов, времена воздействия повышенных давлений ЗХР на границу заряда и преграды τ_{rp} , расстояния b , на которые «химические» давления транслируются в преграды фронтом УВ.

В опытах по электромагнитной методике продолжительность реакции τ_p регистрируется непосредственно, а ширина зоны находится по соотношению

$$a = (D_1 - \bar{u}_p) \tau_p, \quad (12)$$

где $\bar{u}_p$ — средняя скорость реагирующих ПВ в зоне химической реакции; при интерферо-

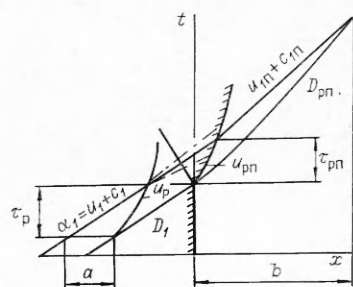


Рис. 14. $x-t$ -диаграмма взаимодействия ЗХР с преградой.

метрических измерениях скорости движения границы преграды

$$a = (D_1 - \bar{u}_{\text{рп}}) \tau_{\text{рп}}, \quad \tau_{\text{р}} = \frac{D_1 - \bar{u}_{\text{рп}}}{D_1 - \bar{u}_{\text{р}}} \tau_{\text{рп}}. \quad (13)$$

На траектории ударной волны измеренный участок повышенных давлений

$$b = \frac{\bar{D}_{\text{рп}}}{D_1 - \bar{u}_{\text{рп}}} \cdot \frac{c_{1\text{п}} + u_{1\text{п}} - \bar{u}_{\text{рп}}}{c_{1\text{п}} + u_{1\text{п}} - \bar{D}_{\text{рп}}} a \quad (14)$$

определяет ширину зоны a и по уравнению (12) — $\tau_{\text{р}}$ в свободно распространяющейся детонации. В (14) $\bar{u}_{\text{рп}}$, $\bar{D}_{\text{рп}}$ — средние массовая и волновая скорости на отрезке b , связанные $D(u)$ -соотношением для преграды $D_{\text{рп}} = c_0 + s\bar{u}_{\text{рп}}$; $u_{1\text{п}}$ и $c_{1\text{п}}$ — массовая и звуковая скорости на границе отрезка. С необходимой точностью

$$c_{1\text{п}} = \frac{(c_0 + 2su_{1\text{п}})(D_{1\text{п}} - u_{1\text{п}})}{D_{1\text{п}}}.$$

Как показывает схематическая картина распространения возмущений, $\tau_{\text{рп}}$ не зависит от фактической скорости реакций за фронтом отраженной волны и определяется пересечением траекторий границы преграды с приходящей α -характеристикой $dx = (u_1 + c_1)dt$, несущей информацию о ширине химической зоны в невозмущенных продуктах взрыва. Такой подход, принятый при выводе (13) и (14), строго обоснован, если время разложения ВВ у преграды при отражении остается неизменным или сокращается (см. рис. 14, штриховая линия). В противном случае при замедлении реакций (штрихпунктирная линия) в волнах разгрузки у преград с малой динамической жесткостью значения a и $\tau_{\text{р}}$ могут оказаться завышенными.

Однозначно размеры ЗХР падают в экспериментах с зарядами разной длины, позволяющих выделить в непрерывных распределениях параметров стационарный диапазон. В полной мере такая программа выполнена для прессованного тротила в опытах с преградами из алюминия [27] и плексигласа (см. рис. 6). В [35, 36] экспериментально найдено $a \simeq 0,4$ мм, $\tau_{\text{р}} \simeq 80$ нс. Близкие величины получены при обработке результатов [27] с использованием для алюминия соотношения $D = 5,333 + 1,356u$.

Анализ конфигураций, полученных в опытах одного масштаба без вариации размеров зарядов, субъективен и не приводит к однозначным результатам. Об этом свидетельствует сравнение в табл. 2 разных определений времени взрывного разложения прессованного тротила. Данные табл. 2 получены по однотипным электромагнитным регистрациям [17—19] профилей массовых скоростей, в интерферометрических измерениях [39—41] движения границ ВВ с преградами из плексигласа и воды и по различным вариантам метода преград: измерениям волновых скоростей [52], скорости пластин искусственного откола [53], температур на фронте индикаторной жидкости [31]. Особенно велики расхождения в значениях $\tau_{\text{р}}$ для тротила плотностью $0,8$ г/см³ как между различными электромагнитными данными, так и при их сопоставлении с откольными результатами.

Для взрывчатых составов с двухстадийной кинетикой экзотермических реакций рельеф экспериментального профиля с выраженным пиком давлений отражает первую стадию реакций разложения. Ее продолжительность у составов В [1], ТГ 50/50 [27] (см. рис. 4) и высокоэнергетического состава LX-14 [44] (см. рис. 10) оказалась почти одинаковой и равной 25 ± 5 нс. Полный период освобождения всей энергии взрыва состава В превышает первую стадию больше чем на порядок и по оценкам [37], основанным на анализе электромагнитных регистраций, составляет около 500 нс.

Т а б л и ц а 2

ρ_0 , г/см ³	Метод	τ_p , нс	Ссылка
1,59	Электромагнитный	<100	[18]
		~100	[19]
		220	[17]
1,59	Интерферометрический	~80	[41]
		~180	[39]
		~200	[40]
1,59	Преград	~25	[54]
		75	[52]
		40—90	[30]
		~170	[53]
0,80	Электромагнитный	680	[19]
		850	[18]
		1040	[17]
0,80	Преград	220	[19]

В развитых режимах педосжатой детонации (см. рис. 13) детонационный импульс включает круто спадающую ветвь основной экзотермической реакции и растянутый участок эндотермических реакций, граничащих с областью постоянного течения — обстоятельство, облегчающее определение размеров ЗХР. Влияние высоких давлений химической зоны распространяется в плексигласовую преграду на глубину до 0,8 и 1,8 мм для флегматизированных тэна и гексогена [35]. В детонационной волне этим размерам отвечают времена реакции 40 и 90 нс. В несколько раз меньшее значение для флегматизированного гексогена получено в [43] при математическом моделировании интерферометрических измерений в предположении одностадийного энерговыведения.

Давления детонации

Экспериментальная информация о давлениях детонации конденсированных ВВ характеризуется необычайно большой несогласованностью — обстоятельство, неоднократно обсуждавшееся в литературе [8, 53, 55]. Так, для тротила плотностью 1,63—1,64 г/см³ приводятся детонационные давления от 17,7 до 21,3 ГПа. Другой парадоксальный факт выявился при изучении сплавов тротила с гексогеном. Оказалось, что давления Жуге, найденные по методу преград, систематически превышают значения, полученные прямыми измерениями параметров детонации внутри заряда. Это противоречие, ставшее предметом дискуссий и специальных исследований, находит объяснение только в концепции двухстадийной кинетики.

Представления о параметрах стационарной детонации, как показывает проведенный ниже анализ для нескольких наиболее распространенных ВВ, приобрели сейчас большую достоверность и количественную определенность. Этот результат достигнут в результате повышения точности измерений, разработки новых методик и использования при интерпретации экспериментов новых моделей детонационных процессов.

Для тротила экспериментальные данные представлены на рис. 15. Для удобства сравнения результатов, относящихся к разной плотности, проведены граничные линии, рассчитанные по уравнению $p_1 = \rho_0 D_1^2 / (n + 1)$ в предположении постоянства показателя n (такое допущение для относительно узкого диапазона плотности вполне оправданно). Скорость детонации вычислялась по соотношению

$$D_1 = 1,873 + 3,187\rho_0 - 25,102(\rho_0 - 1,534)^2 + 115,056(\rho_0 - 1,534)^3,$$

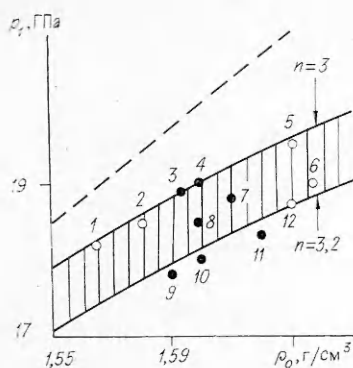


Рис. 15. $p_1 - \rho_0$ -диаграмма для тротила.

1, 2 — [35, 36]; 3 — [59]; 4 — [23]; 5 — [52]; 6 — [27]; 7 — [58]; 8 — [14]; 9, 11 — [50]; 10 — [22]; 12 — [26].

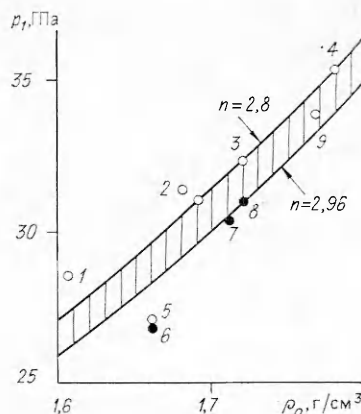


Рис. 16. $p_1 - \rho_0$ -диаграмма для гексогена.

1 — 3 — [31]; 4 — [36]; 5 — [35]; 6 — [12]; 7 — [59]; 8 — [50]; 9 — [26].

полученному в [57] тщательными измерениями и наилучшим образом описывающему многочисленные данные других авторов. Диаграмма отражает экспериментальную информацию, найденную откольной методикой на сплошных (12) и расчлененных (6) преградах; измерениями волновых скоростей в преградах фотохронографом (5) и методикой ЛИВС (1, 2), электромагнитными (4, 8—11) и манганиновыми (3, 7) датчиками. Не указаны явно выпадающие данные (например, 17,7 ГПа [60] и 21,3 ГПа [61] при $\rho_0 = 1,63 \div 1,64$ г/см³). Штриховой линией обозначены завышенные результаты ранних откольных измерений [62, 63], признанных позднее в [17, 18] ошибочными.

Представленные на диаграмме эксперименты образуют полосу разброса шириной ~ 1 ГПа. Темными точками на рис. 15 обозначены результаты двух «внутренних» методов, светлыми — все варианты метода преград. Заниженные давления (см. рис. 15, 9—11), найденные в [22, 50] электромагнитной методикой, были позднее скорректированы к более высоким значениям (4, 8). Какого-либо систематического различия в результатах, полученных «внешними» и «внутренними» способами, здесь не наблюдается. В своей совокупности регистрации в преградах и внутри заряда определяют для тротила $n = 3,1 \pm 0,1$ (вместо $n = 3,25$, приведенного в обзоре [56]).

Ситуацию для гексогена характеризует диаграмма на рис. 16, где выделена полоса шириной 1,5 ГПа. При вычислении границ использовалась зависимость $D_1 = 5,71 + 3,79(\rho_0 - 1)$ по [64]. Полоса включает точки, полученные методами откола (9), ЛИВС (4), электромагнитными (8) и манганиновыми (7) датчиками. Менее достоверны из-за их взаимной несогласованности результаты (1—3), найденные в [31] тремя способами. В целом полоса разброса определяет для гексогена $n = 2,9 \pm 0,1$. Пониженные давления, характерные для режима СНД, зарегистрированы манганиновыми датчиками (см. рис. 16, 6) и методом ЛИВС (5) у флегматизированного гексогена. Показатель n из этих экспериментов определить нельзя, поскольку при недосжатой детонации не соблюдается условие касания детонационного луча и адиабаты ПВ, и следовательно, не выполняются соотношения (4).

Различия между чистым и флегматизированным ВВ отражает диаграмма для тэна. Чистому тэну на рис. 17 отвечают точки 1, 2, 6, полученные по методу ЛИВС (6), электростатическими измерениями скорости ударных волн в преградах из плексигласа (2), методом индикаторной жидкости (1). При построении границ полосы разброса использова-

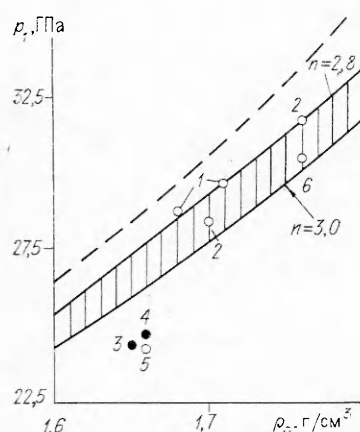


Рис. 17. $p_1 - \rho_0$ -диаграмма для тэна.
1 — [31]; 2 — [66]; 3 — [59]; 4 — [50]; 5, 6 — [35].

лись соотношения [65]

$$D_1 = 4,78 + 3,7(\rho_0 - 0,8)$$

при $\rho_0 < 1,65 \text{ г/см}^3$,

$$D_1 = 7,92 + 3,05(\rho_0 - 1,65)$$

при $\rho_0 > 1,65 \text{ г/см}^3$.

Достоверность и точность представлений о динамических характеристиках чистого тэна существенно возросли после ревизии в [66] прежних электростатических измерений [65] (см. рис. 17, штриховая кривая). Для чистого тэна $n = 2,9 \pm 0,1$. Лежащие

существенно ниже выделенной полосы результаты получены в опытах с флегматизированным тэном.

Большой разброс ($\sim 3 \text{ ГПа}$) имеют литературные данные по давлению детонации состава РВХ-9404 ($\rho_0 = 1,84 \text{ г/см}^3$). Наибольшая величина $p_1 = 37,4 \text{ ГПа}$ дана в [66] по результатам электростатических регистраций волновых скоростей в преградах из плексигласа. При более строгой обработке представленной в [66] первичной экспериментальной информации (по уравнению (5) вместо формулы акустического приближения) и с учетом статического веса отдельных измерений получено $p_1 = 36 \pm 0,6 \text{ ГПа}$. Требуется пересмотра величина $p_1 = 34,5 \text{ ГПа}$, найденная в [52] оптической регистрацией волновых скоростей в преградах из плексигласа с использованием для него ударной адиабаты $D = 2,695 + 1,538u$. Обработка результатов [52] по уравнению $D = 3,156 + 1,305u$ [35] дает $p_1 = 35,7 \text{ ГПа}$. Давление $35,6 \text{ ГПа}$ получено в [37] по электромагнитным измерениям скорости ПВ на границе с тефлоновыми преградами. С учетом указанных корректив для состава РВХ-9404 следует принять $p_1 = 36 \pm 0,5 \text{ ГПа}$, что отвечает $n = 2,95 \pm 0,05$.

Данные многочисленных исследований сплава В обобщены в табл. 3. Сравнить результаты разных авторов позволяют два столбца таблицы, в которых даны приведенные к общей плотности $\rho_0 = 1,73 \text{ г/см}^3$ и одинаковому соотношению $\alpha = 40/60$ значения $\tilde{p}_1$ и соответствующие им показатели n . Пересчет от p_1 к $\tilde{p}_1$ производился по формулам [26] $\Delta p_1/p_1 = 2,30 \cdot \Delta \rho_0/\rho_0$; $\Delta p_1 = 0,157 \text{ ГПа}$ на 1 % гексогена. В согласии с концепцией двухстадийной детонации [37, 38], опыты на преградах фик-

Т а б л и ц а 3

Метод	ρ_0 , г/см ³	α , %	p_1 , ГПа	$\tilde{p}_1$, ГПа	n	$\overline{p_1}, \overline{n}$
«Внешний»						
ОТК	1,715	35/65	29,2 [60]	29,0	2,74	$\tilde{p}_1 = 29,2$ $n = 2,72$
ОТК	1,67	37/63	27,2 [26]	29,0	2,74	
ОТК	1,713	36/64	29,2 [1]	29,2	2,72	
ОТК	1,73	40/60	29,2 [8]	29,2	2,72	
ВС	1,692	40/60	28,1 [52]	29,6	2,67	
«Внутренний»						
ЭМ	1,71	36/64	26,6 [50]	26,5	3,09	$\tilde{p}_1 = 27,0$ $n = 3,02$
Р	1,73	40/60	26,8 [8]	26,8	3,05	
Р	1,73	40/60	27,5 [8]	27,5	2,95	
Мг	1,73	40/60	27,4 [37]	27,4	3,02	
Мг	1,73	40/60	26,4 [38]	26,4	3,11	
Мн	1,67	40/60	25,4 [11]	27,5	2,95	

П р и м е ч а н и е. α — процентное соотношение тротила и гексогена; ОТК — метод откола; ВС — измерение волновых скоростей в преграде; Р — рентген; ЭМ — электромагнитные, Мг — магнитные, Мн — марганцевые датчики.

Таблица 4

ВВ	ρ_0 , г/см ³	D_1 , км/с	u_1 , км/с	p_1 , ГПа	n
Тротил	1,53	6,83	1,66	17,7	3,10
	1,63	6,94	1,70	19,2	3,10
Гексоген	1,66	8,21	2,11	28,8	2,88
	1,78	8,67	2,24	34,5	2,88
Гексоген флегматизированный	1,66	8,33	1,94	27,0	—
Тэн	1,66	7,95	2,05	27,0	2,90
	1,76	8,26	2,12	30,8	2,90
Тэн флегматизированный	1,66	8,12	1,78	24,0	—
PBX-9404	1,84	8,80	2,29	36,0	2,95
TG 50/50	1,68	7,65	1,92	24,6	2,98
В	1,73	7,92	1,97	27,0	3,02

сируют повышенные давления затянутых химических реакций, а «внутренние» методики — профили тейлоровских волн разрежения, характеризующие газодинамические параметры стационарных ДВ. Такая же тенденция проявляется и у сплава ТГ 50/50: «внешние» методы [6, 27, 67] дают $p_1 = 25,5 \pm 0,5$ ГПа, «внутренние» [21, 50, 68] — $p_1 = 24 \pm 0,3$ ГПа.

Как показывает выполненный анализ, давления детонации определены сейчас у многих ВВ с погрешностью, не превышающей 0,5 ГПа, а показатели изохрон с возможным отклонением $\Delta n \simeq 0,10$. Для группы наиболее распространенных индивидуальных и смесевых ВВ параметры Жуге приведены в табл. 4.

Пересжатые детонационные волны

Пересжатые ДВ в широком амплитудном диапазоне исследований у тротила [69, 71], ТГ 50/50 [72], состава В [70, 71], PBX-9404 [71, 74], баратола [71], тэна [66] и с меньшей однозначностью — у нитрометана [73, 74]. Результаты этих исследований определили верхние ветви адиабат Гюгонно ПВ, расположенные выше точки Жуге (см. рис. 1, а). Их экспериментальное изучение доставило независимую информацию об изохронических показателях и уравнениях состояния продуктов взрыва.

Расчетная ударная адиабата ПВ находится совместным решением соотношения Гюгонно $E = Q + 1/2 \cdot p(v_0 - v)$ и уравнения состояния типа Ми — Грюнайзена

$$p(v, E) = p_S(v) + \frac{\gamma}{v} (E - E_S(v)). \quad (15)$$

Оно содержит коэффициент Грюнайзена ПВ γ и опорную изохрону $p_S(v)$, проходящую через состояние Жуге. В окрестности точки Жуге, т. е. у ДВ слабого пересжатия, волновые и массовые скорости связаны [6] квадратичной зависимостью

$$\frac{\Delta D}{D_1} = \frac{n+1}{2(2n-\gamma)} \left(\frac{\Delta u}{u_1} \right)^2. \quad (16)$$

Если изохронна выше точки Жуге аппроксимирована степенным уравнением (3),

$$E_S(v) = Q + \frac{p_S(v)v}{n-1} - \frac{D_1^2}{2(n^2-1)}, \quad p_S(v) = \frac{\rho_0 D_1^2}{n+1} \left(\frac{n}{n+1} \frac{v_0}{v} \right)^n. \quad (17)$$

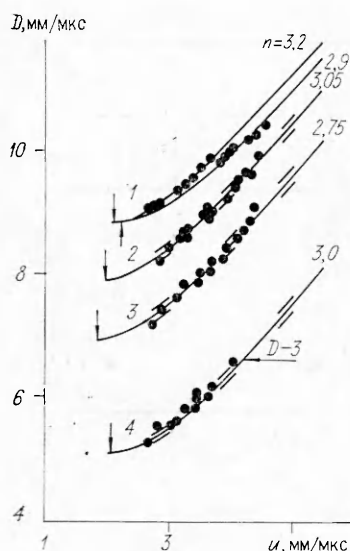


Рис. 18. $D-u$ -диаграмма пересжатых детонационных волн.

1 — PBX-9404; 2 — состав В; 3 — тротил; 4 — тэн.

С использованием соотношений (17), параметра $h = 1 + 2/\gamma$ и переменной $\sigma = v_0/v$ давление пересжатой детонации определяется выражением

$$p_{\Gamma}(\sigma) = \frac{\rho_0 D_1^2}{n+1} \left[\sigma^n \left(\frac{n}{n+1} \right)^n \times \right. \\ \left. \times \left(h - \frac{n+1}{n-1} + \frac{\sigma}{n-1} \right) \right] (h - \sigma)^{-1}. \quad (18)$$

В приближении $\gamma = 0$ ($h = \infty$), использованном в [69], $p_{\Gamma}(\sigma) = p_s(\sigma)$. При другой идеализации [70], выражающейся в идеальном-газовом описании детонирующей среды, завышающем тепловую упругость ПВ, $\gamma = n - 1$ ($h = \frac{n+1}{n-1}$) и

$$p_{\Gamma}(\sigma) = \frac{p_1}{(n+1) \sigma^{-1} - (n-1)}, \quad D = D_1 \frac{u_1^2 + u^2}{2u_1 u}. \quad (19)$$

В работах [73, 75] для интерпретации экспериментов принималось реалистическое значение $\gamma = 2/3$ ($h = 4$). При известных ρ_0 и D_1 и заданном h правая часть в (18) есть функция только σ и n . Значения n , адекватно описывающие эксперимент, находились в [75] сравнением массивов экспериментальных регистраций с сеткой расчетных $D(u)$ -диаграмм (рис. 18). Последние вычислялись для разных n по (18) и соотношениям

$$D = \left(\frac{p_{\Gamma} \sigma}{\rho_0 (\sigma - 1)} \right)^{1/2}, \quad u = \left(\frac{p_{\Gamma} (\sigma - 1)}{\rho_0 \sigma} \right)^{1/2}.$$

Найденные таким образом оптимальные значения n вместе с другими параметрами стационарной детонации приведены в табл. 5. Для тротила, тэна, состава В и PBX-9404 построенные по табличным данным

Таблица 5

ВВ	ρ_0 , г/см ³	D_1 , км/с	u_1 , км/с	p_1 , ГПа	n
Тротил	1,59	6,87	1,83	20,00	2,75
Тэн	1,703	8,10	2,03	28,00	3,0
PBX-9404	1,84	9,81	2,17	35,26	3,05
ТГ 50/50	1,65	7,55	1,99	24,10	2,90
В	1,68	7,84	1,93	25,60	3,05
Баратол	2,59	5,08	1,00	13,10	4,10

$D(u)$ -зависимости и экспериментальные массивы графически сопоставлены на рис. 18. Отрезками на графиках отмечены интервалы, отвечающие $n \pm 0,1$, стрелками — состояния Жуге D_1 и $u_1 = D_1/(n+1)$ из табл. 5.

Заключение

Со времени возникновения динамических методов в 1945—1947 гг. понадобилось несколько десятилетий, чтобы прийти к точному знанию параметров детонации конденсированных ВВ, развить физические концепции детонационного фронта [45, 46, 49], обнаружить многообразные

Рис. 19. Номограмма детонационных давлений.

режимы детонации [12, 36, 37]. Существенное продвижение по этим направлениям достигнуто в последнее десятилетие в результате усовершенствования электромагнитной методики [13, 14, 37], техники рентгеновских регистраций скорости продуктов взрыва [9], применения лазерной интерферометрии [41—44] и радикального повышения точности в измерениях скорости ударных волн в слоистых преградах путем регистрации оптических [32, 35] и электрических [66] сигналов.

Наряду с классической структурой детонационного фронта (см. рис. 6), отвечающей теории ЗНД, в традиционном варианте электромагнитной методики [24] и с использованием аксиального магнитного датчика [37] зарегистрированы режимы формирования ДВ, отвечающие аррениусовской [49] или двухстадийной [38] кинетике разложения, завершающегося в расширяющихся ПВ. Только концепции двухстадийной реакции и замедленного формирования химической зоны, развитые в этих работах, объяснили большие противоречия в определении параметров детонации тротилгексогенных смесей по методу преград и по данным «внутренних» измерений — манганиновых, рентгеновских и электромагнитных.

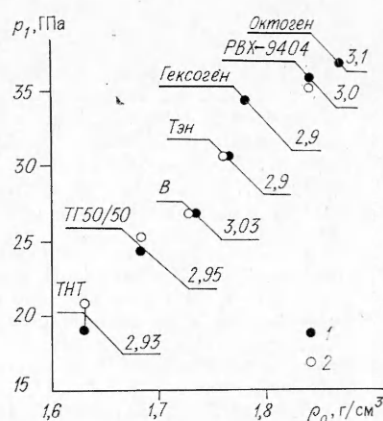
Еще два варианта детонационного процесса экспериментально обнаружены в последние годы:

— стационарная недосжатая детонация флегматизированных составов [12, 35] в предсказанном Зельдовичем [4] и Дреминым [50] режиме. Этот режим обусловлен последовательным протеканием экзотермической реакции разложения ВВ и эндотермической реакции деструкции молекул флегматизатора;

— экзотический режим детонации агатированных гексогена и октогена [36]. Разложение этих ВВ происходит без повышенных давлений химической зоны, непосредственно на ударном скачке. Детонация развивается через стадию сильного пересжатия и завершается образованием узкой зоны химического превращения. Внутри зоны имеет место скачкообразное увеличение давлений и последующее замедленное приближение к давлениям Жуге «снизу».

Анализ многочисленных исследований, выполненных в США и СССР, показал, что параметры детонации для многих ВВ в настоящее время определены с точностью 2—3 %. На обобщающей номограмме рис. 19 для группы наиболее распространенных ВВ при их максимальной плотности представлены экспериментально выявленные давления стационарной детонации (1 — данные, полученные традиционными методами (см. табл. 4), 2 — «извлеченные» из экспериментов с пересжатиями детонационными волнами (см. табл. 5)). Цифрами на номограмме указаны усредненные показатели изоэнтроп, характеризующие термодинамику ПВ в расширенных диапазонах. Существенное расхождение двух подходов к определению состояний Жуге, выходящее за рамки экспериментальных погрешностей, отмечается только у тротила. Причины этого расхождения пока неясны. Как следует из проведенного анализа и рис. 19, параметры детонации большой группы конденсированных ВВ описываются изоэнтропическими показателями $n \sim 3$ в согласии с гипотезой [76].

Авторы выражают признательность В. М. Титову и В. Н. Зубареву, просмотревшим рукопись и сделавшим ряд ценных замечаний, а также А. С. Обухову и Л. Д. Рябеву за внимание и глубокий интерес к фундаментальным исследованиям детонационных процессов.



ЛИТЕРАТУРА

1. Duff R. E., Houston E. J. Chem. Phys., 1955, 23, 7, 1268.
2. Альтшулер Л. В., Круников К. К. и др. ЖЭТФ, 1958, 34, 4, 874.
3. Альтшулер Л. В. УФН, 1965, 85, 2, 196.
4. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1940, 10, 542.
5. Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. П. Физика взрыва.— М.: Наука, 1959.
6. Зубарев В. Н., Евстигнеев А. А. Докл. АН СССР, 1984, 277, 4, 845.
7. Davis W. C., Venable D. // 5th Symp. (Intern.) on Detonation.— Pasadena, California, 1970.
8. Rivard W. C., Venable D., Fickett W. e. a. // Ibid.
9. Дорохин В. В., Зубарев В. Н. и др. ФГВ, 1985, 21, 4, 100.
10. Канель Г. П. Применение манганиновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1973.
11. Burrows K., Chilvers D. K., Cyton R. et al. // 6th Symp. (Intern.) on Detonation.— California, 1976.
12. Альтшулер Л. В., Балалаев В. В. и др. ПМТФ, 1982, 1, 128.
13. Хейс. Приборы и техника эксперимента, 1981, 4, 92.
14. Воробьев А. А., Трофимов В. С. и др. ФГВ, 1985, 21, 2, 106.
15. Philippart D. A. // 8th Symp. (Intern.) on Detonation.— Albukirc, 1986.
16. Зайцев В. М., Похил П. Ф., Шведов К. К. Докл. АН СССР, 1960, 132, 6, 1339; 1960, 133, 1, 155.
17. Дремин А. Н., Шведов К. К., Веретенников В. А. // Взрывное дело, 1963, № 52/9.
18. Дремин А. Н., Шведов К. К. ПМТФ, 1964, 2, 154.
19. Веретенников В. А., Дремин А. Н., Шведов К. К. ФГВ, 1965, 1, 3, 3.
20. Веретенников В. А., Дремин А. Н. и др. ФГВ, 1967, 3, 1, 3.
21. Зубарев В. Н. ПМТФ, 1965, 2, 54.
22. Jacobs S. J., Edwards D. J. // 5th Symp. (Intern.) on Detonation.— Pasadena, California, 1970.
23. Edwards D. J., Erkman J. O., Price D. NOLTR72-82, 1972.
24. Ашаев В. К., Доронин Г. С., Жученко В. С. ФГВ, 1985, 21, 1, 127.
25. Альтшулер Л. В., Новиков С. А., Дивнов И. И. Докл. АН СССР, 1966, 166, 1, 67.
26. Deal W. E. J. Chem. Phys., 1957, 27, 3, 796.
27. Зубарев В. Н., Панов Н. В., Телегин Г. С. ФГВ, 1970, 6, 1, 107.
28. Mader C. L., Craig B. G. LASL Report LA-5865, 1975.
29. Мейдер Ч. Численное моделирование детонации.— М.: Мир, 1985.
30. Воскобойников И. М., Гоголя М. Ф. Хим. физика, 1984, 3, 7, 1036.
31. Воскобойников И. М., Киришкин А. Н. и др. // Докл. I Всесоюз. симп. по импульсным давлениям.— М., 1974.— Т. 1.
32. Левин А. Д. Канд. дис.— М.: ВНИИОФИ, 1981.
33. Ашаев В. К., Левин А. Д., Миронов О. Н. Письма в ЖТФ, 1980, 6, 5, 1005.
34. Альтшулер Л. В., Ашаев В. К., Доронин Г. С. и др. // Детонация.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1980.
35. Альтшулер Л. В., Ашаев В. К., Балалаев В. В. и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 153.
36. Ашаев В. К., Доронин Г. С., Левин А. Д. ФГВ, 1988, 24, 1.
37. Davis W. C. // 6th Symp. (Intern.) on Detonation.— California, 1976.
38. Davis W. C., Ramsay J. B. // 7th Symp. (Intern.) on Detonation.— Annapolis, Maryland, 1981.
39. Nunziata J. W., Walsh E. K., Schuler K. W. e. a. Handb. Phys., 1974, Bd VIa/4.
40. Альтшулер Л. В., Ашаев В. К., Доронин Г. С. и др. // Детонация.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1978.
41. Sheffield S. A., Bloomquist D. D., Tarver C. M. J. Chem. Phys., 1984, 80, 8, 3831.
42. Seitz W. L., Stacy H. L., Wackerly J. // 8th Symp. (Intern.) on Detonation.— Albukirc, 1986.
43. Уткин А. В., Канель Г. И. // Детонация и ударные волны.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1986.
44. Steinberg D., Chau H. // 8th Symp. (Intern.) on Detonation.— Albukirc, 1986.
45. Dremm A. N. // Proc. of Intern. Symp. on Pyrotechnics and Explosivs.— China Acad. Public., 1987.
46. Дремин А. Н. // Тр. Института механики МГУ.— М.: Изд-во МГУ, 1973.— № 21.
47. LASL Shock Hugoniot Data. Berkely-LA-London, 1979.
48. Илюхин В. С., Похил П. Ф. и др. Докл. АН СССР, 1960, 131, 4, 793.
49. Бахрах С. М., Евстигнеев А. А., Зубарев В. Н. и др. ФГВ, 1981, 17, 6, 117.
50. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С. и др. Детонационные волны в конденсированных средах.— М.: Наука, 1970.
51. Альтшулер Л. В., Григорьев Н. А. ФГВ, 1984, 20, 1, 48.
52. Jameson B. L., Hawkins A. // 5th Symp. (Intern.) on Detonation.— Pasadena, California, 1970.
53. Веретенников В. А. // Детонация.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1980.
54. Дремин А. Н., Похил П. Ф. Докл. АН СССР, 1959, 127, 6, 1245.
55. Kamlet M. J., Dickinson C. D. J. Chem. Phys., 1968, 48, 1, 43.
56. Шведов К. К. О причинах разброса экспериментальных данных по давлению и показателю политропы продуктов детонации конденсированных ВВ и возможности их точного определения/АН СССР, ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1985.

57. Urizar M. J., James E. J., Smith L. C. Phys. Fluids, 1961, 4, 2, 262.
58. Капель Г. И. ФГВ, 1978, 14, 1.
59. Альтшулер Л. В., Балалаев В. В. и др. // Тез. докл. на III Всесоюз. симп. по импульсным давлениям. — М., 1979.
60. Cowan R. D., Fickett W. J. Chem. Phys., 1956, 24, 5, 932.
61. Craig B. G. // 10th Symp. (Intern.) on Combustion. — Pittsburg, 1965.
62. Дремин А. Н., Похил П. Ф. Журн. фпз. химии, 1960. XXXIV, 11, 2561.
63. Апин А. Я., Воскобойников И. М. и др. ПМТФ, 1961, 5, 117.
64. Воскобойников И. М., Воскобойникова Н. Ф. ФГВ, 1977, 13, 1.
65. Hornig H. C., Lee E. L., Finger M. e. a. // 5th Symp. (Intern.) on Detonation. — Pasadena, California, 1970.
66. Lee E. L., Van Thiel M., Green L. G. e. a. Topical Conference on Shock Waves in Condensed Matter. — Santa Fe, 1983.
67. Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Телегин Г. С. ПМТФ, 1962, 4, 127.
68. Нестеренко В. Ф. ФГВ, 1975, 11, 2, 324.
69. Челышев В. П., Шехтер Б. И. ФГВ, 1966, 3, 4, 68.
70. Skidmore I. C., Hart S. // 4th Symp. (Intern.) on Detonation. — Maryland, 1965.
71. Kineke J. H., West C. E. // 5th Symp. (Intern.) on Detonation. — Pasadena, California, 1970.
72. Альтшулер Л. В., Зубарев В. И., Телегин Г. С. ФГВ, 1974, 10, 5, 728.
73. Воскобойников И. М., Афанасенко А. Н. // Взрывное дело, 1975, № 75/32.
74. Sellam. // 7th Symp. (Intern.) on Detonation. — Annapolis, Maryland, 1981.
75. Альтшулер Л. В., Жученко В. С., Кузьменков Е. А. ФГВ, 1988, 24, 1, 92.
76. Ландау Л. Д., Станюкович К. П. Докл. АН СССР, 1945, 46, 399.

Поступила в редакцию 1/VI 1988

УДК 534.222.2

КВАЗИОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕЙСЯ МНОГОФРОНТОВОЙ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ И ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Ю. А. Николаев, Д. В. Зах

(Новосибирск)

Одно из основных в теории детонации — понятие о поверхности Чепмена — Жуге. Она разделяет область стационарного относительно фронта волны течения и нестационарную волну разрежения и, следовательно, является поверхностью слабого разрыва. Так как она неподвижна относительно фронта передней ударной волны (УВ), то скорость газа на ней относительно УВ равна местной «замороженной» скорости звука, а сама поверхность Чепмена — Жуге является звуковой (ЗП). Форма ЗП и ее удаление от УВ оставались неопределенными.

В [1] на основе анализа ослабления детонационной волны (ДВ), распространяющейся в трубке с тонкими легкоразрушающимися стенками, сделана оценка, согласно которой ЗП расположена на расстоянии меньше нескольких (3—10) размеров ячеек от фронта УВ. Однако в случае неразрушающихся трубок эта оценка не может быть применена, так как расширение канала при разлете трубки может существенно влиять на условие и место перехода через звуковую скорость. Не исключено, что в трубе с жесткими стенками ЗП расположена значительно дальше от УВ, чем оценено в [1].

В [2] исследовался отход скачка от тонкого препятствия, установленного внутри детонационной трубы. Расстояние до поверхности Чепмена — Жуге l оценивалось по положению УВ в момент появления видимого зазора между отраженным скачком и препятствием. Полученный результат (величина l превосходит 1—3 размера ячейки) не может быть принят за достоверную оценку из-за большого размытия изображения отраженного скачка и условности идентификации момента отхода скачка от препятствия. Как видно из фоторазвертки [3] (повторены условия эксперимента [2]), не исключено, что значение l может быть много меньше, чем оценено в [2].