

СТРУКТУРА НЕУСТОЙЧИВОГО ФРОНТА ДЕТОНАЦИИ В ЖИДКИХ ВВ

А. Н. Дремин, В. М. Нелин, В. С. Трофимов
(Черноголовка)

Детонационный фронт в жидких ВВ может быть как гладким, так и пульсирующим (неустойчивым) [1]. Степень устойчивости детонационного фронта следует рассматривать как одно из кинетических свойств жидких ВВ. Неустойчивый детонационный фронт в жидких ВВ имеет место в случае сильной зависимости скорости реакции от параметров состояния вещества и их градиентов при достаточно высокой теплоте реакции, когда характер адиабатического теплового взрыва близок к нормальному (ярко выраженный период индукции и следующая за ним кратковременная вспышка). В случае аррениусовской кинетики в условиях постоянства объема тепловой взрыв будет нормальным, если параметры β и γ [2, 3] удовлетворяют неравенствам:

$$\beta = RT_0/E \ll 1, \quad \gamma = \beta \cdot cT_0/Q \ll 1, \quad (1)$$

где R — универсальная газовая постоянная; E — энергия активации в законе Аррениуса; c — удельная теплоемкость ВВ; T_0 — начальная температура ударного сжатия; Q — удельная изотермическая теплота реакции.

Условие (1), как правило, имеет место в детонационных волнах у так называемых слабых ВВ [4]. У мощных ВВ тепловой взрыв вырожден, т. е. реакция развивается сразу без видимого периода индукции. Однако известно [1, 4], что добавлением инертного вещества к мощным ВВ с устойчивым детонационным фронтом (т. е. уменьшением параметров β , γ) можно прийти к неустойчивому детонационному фронту. Этот переход происходит при некоторых критических значениях параметров β^* , γ^* . Аналогичный процесс перехода от устойчивого детонационного фронта к неустойчивому возможен при выходе детонационной волны из состояния сильного пересжатия [1, 4]. В процессе выхода на самоподдерживающийся режим параметры β , γ уменьшаются. При их переходе через критические значения, когда

$$\beta < \beta^*, \quad \gamma < \gamma^*, \quad (2)$$

детонационный фронт становится неустойчивым и на его поверхности появляются пульсации. Если при дальнейшем выходе из пересжатия значения β и γ опускаются существенно ниже критических, то соответствующий детонационный фронт приобретает качественную особенность, возникают пульсации более высокого порядка (пульсации по пульсациям, о чем будет подробнее сказано ниже).

Итак, реальная структура неустойчивого детонационного фронта в жидких ВВ весьма сложна. Тем не менее оказалось возможным построение качественной теории, в основу которой заложены простые принципы [1, 4]. Из развиваемых в качественной теории представлений следует, что происхождение всевозможных неустойчивостей обусловлено действием механизма срыва — вспышка. Суть этого механизма состоит в следующем. Химическая реакция на отдельных участках детонационного фронта некоторых жидких ВВ может претерпевать срыв в волне разрежения. Возможность срыва химической реакции определяется условием $dT/dt < 0$ [4, 5]:

$$dT/dt = Q_{TV}/c_V \cdot dk/dt + (\partial T/\partial V)_{s,k} \cdot dV/dt, \quad (3)$$

где Q_{TV} — теплота экзотермической реакции при $T, V = \text{const}$; dk/dt — скорость химической реакции; c_V — теплоемкость при $V = \text{const}$; s — энтропия. В образовавшемся после срыва слое ударно-сжатого ВВ возможны адиабатические тепловые вспышки. Реализация этой возможности приво-

дит к реиницированию химической реакции, т. е. к созданию условий для повторного действия механизма срыв — вспышка.

Из формулы (3) следует, что склонность к срывным явлениям должны проявлять такие детонационные фронты, для которых величина dk/dt в начальный момент достаточно мала, т. е. для параметров β , γ , выполняется условие (2), и тепловой взрыв близок к нормальному. Если же dk/dt достаточно велико, условие (2) не выполняется. В этом случае первый член в формуле (3), характеризующий химический саморазогрев ВВ, превосходит второй, описывающий адиабатическое охлаждение ВВ вследствие расширения. Тепловой взрыв в этом случае вырожден, а соответствующий класс ВВ принято называть мощными ВВ [2].

Результатом действия механизма срыв — вспышка является установление пульсирующего детонационного фронта, представляющего собой совокупность взаимодействующих неоднородностей. Принципиальная схема отдельной неоднородности неустойчивого детонационного фронта представлена на рис. 1. По своей геометрической структуре она — аналог соответствующих схем неоднородностей многофронтной детонации в газах [6—8]. Схема неоднородностей рис. 1 выдвинута на основании опытов, в которых искусственно моделировались и изучались крупные неоднородности [9—11].

Если параметры β , γ адиабатической тепловой вспышки существенно меньше критических (размер неоднородностей достаточно велик), то степень пересжатия косых волн, как правило, не настолько велика, чтобы они были гладкими, вследствие чего участки 1 на рис. 1, в свою очередь, неустойчивы. По их поверхности перемещаются и взаимодействуют более мелкие неоднородности, которые принято именовать «тонкой структурой» (структура 2-го порядка) [12]. Пересжатые участки «тонкой структуры» также могут быть неустойчивыми, образуя «сверхтонкую структуру» (структура 3-го порядка) и т. д. Неустойчивый детонационный фронт, характеризующийся наличием разномасштабных структур нескольких порядков, и называют сильнонеустойчивым [4].

До недавнего времени данные о параметрах отдельных неоднородностей структуры неустойчивого фронта в каких-либо жидких ВВ в литературе отсутствовали. Первая попытка подобного рода расчетов предпринята в работе [13]. Расчет проводился по экспериментально определяемым углам между следами траекторий, оставленными тройными точками на стенках контейнера со смесью нитрометана и ацетона в объемном соотношении 84/16 [14, 15]. Полученные результаты, однако, нельзя признать находящимися в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. В самом деле, для близкой по составу смеси нитрометан/ацетон (75/25) электромагнитным методом получено значение эффективного давления в химике детонационной волны 123 кбар [16]. Для первой смеси оно, очевидно, должно быть выше, но из работы [13]

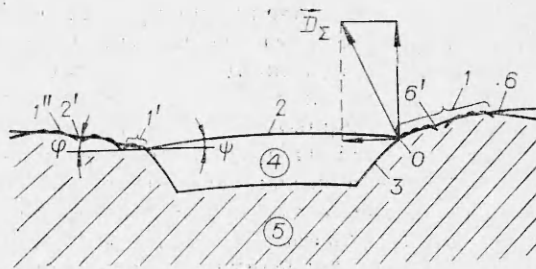


Рис. 1. Схема отдельной неоднородности структуры 1-го порядка сильнонеустойчивого детонационного фронта. φ , ψ — углы наклона пересжатых и слабых участков; D_z — вектор скорости тройной точки O ; 1 — пересжатый участок структуры 1-го порядка, 1' — пересжатый участок структуры 2-го порядка, 1'' — неоднородность структуры 2-го порядка; 2 — слабый участок структуры 1-го порядка; 2' — слабый участок структуры 2-го порядка; 3 — поперечная волна; 4 — слой ударно-сжатого ВВ; 5 — продукты детонации; 6 — точка срыва химической реакции в структуре 1-го порядка, 6' — точка срыва химической реакции в структуре 2-го порядка.

следует, что это давление не превышает 114 кбар. Данное противоречие объясняется тем, что результаты экспериментальных работ [14, 15] анализируются в слишком упрощенных рамках модели тройных конфигураций [13]. В частности, ничего не говорится о роли химического превращения ВВ за ударным фронтом тройной конфигурации.

В настоящей работе развивается количественный подход к определению параметров сильнонеустойчивого детонационного фронта, учитывающий основные положения качественной теории [1, 4]. Учтено, в частности, что пересжатые участки (см. рис. 1, I) неустойчивы [4]. В качестве объекта исследования выбрана смесь нитрометан/ацетон (75/25) [1, 4]. Выбор данной смеси обусловлен сравнительно большим размером неоднородностей детонационного фронта (~ 2 мм). Рассмотрим самую крупную, основную, структуру 1-го порядка. Принадлежность к этой структуре будем отмечать значком (1). Волновые скорости слабых ($D_2^{(1)}$) и пересжатых ($D_1^{(1)}$) участков связаны со средней скоростью детонации \bar{D} соотношением [17]:

$$\bar{D} = \alpha \frac{\bar{D}_1^{(1)}}{\cos \varphi} + (1 - \alpha) \frac{\bar{D}_2^{(1)}}{\cos \psi}, \quad (4)$$

где α — доля площади пересжатых участков основной структуры от общей площади; φ и ψ — средние углы наклонов соответственно пересжатых и слабых участков основной структуры сильнонеустойчивого детонационного фронта. (Кривизна соответствующих участков достаточно мала, и местные значения углов близки к средним.) Ниже будет показано, что $\cos \varphi \approx 1$ и $\cos \psi \approx 1$. Поэтому уравнение (4) связывает неизвестные величины α , $\bar{D}_1^{(1)}$ и $\bar{D}_2^{(1)}$, т.е. $\bar{D}_2^{(1)}$ можно найти в результате независимого определения величин α и $\bar{D}_1^{(1)}$.

Определение α

Значение α получено экспериментальным определением яркости отдельных неоднородностей основной структуры сильнонеустойчивого детонационного фронта. В экспериментах с помощью диафрагм выделялось свечение от участков детонационного фронта диаметром $0,3 \div 0,4$ мм, которое регистрировалось фотоэлектрическим методом [18] (временное разрешение оптической установки определялось временем нарастания сигнала осциллографа ОК-33 $\sim 0,07$ мкс). Схема регистрации исследуемого сигнала представлена на рис. 2. Типичная осциллограмма процесса дана на рис. 3.

Обозначая через \bar{I} , $\bar{I}_1^{(1)}$ и $\bar{I}_2^{(1)}$ яркость среднюю, пересжатого и слабого участков основной структуры соответственно, имеем

$$\bar{I} = \alpha \bar{I}_1^{(1)} + (1 - \alpha) \bar{I}_2^{(1)}. \quad (5)$$

Величина α в (5) имеет смысл доли площади пересжатых участков именно структуры 1-го порядка по следующей причине. Диаметр площадок, свечение которых регистрировалось в эксперименте ($d \approx 0,3 \div 0,5$ мм), достаточно мал в сравнении с размером неоднородностей основной структуры ($\Delta^{(1)} \approx 2,3$ мм [18]). Как показали проведенные эксперименты, такого соотношения между d и $\Delta^{(1)}$ достаточно для разрешения пересжатых и слабых участков основной структуры. В то же время значение d достаточно велико, чтобы не замечать «тонкой структуры» пересжатых участков основной структуры (структура 1-го порядка перестает разрешаться аппаратурой при $d \approx 1,0 - 1,2$ мм).

Измеряя \bar{I} , $\bar{I}_1^{(1)}$ и $\bar{I}_2^{(1)}$, находим из (5) величину α [19]

$$\alpha = (\bar{I} - \bar{I}_2^{(1)}) / (\bar{I}_1^{(1)} - \bar{I}_2^{(1)}) = 0,34 \pm 0,06. \quad (6)$$

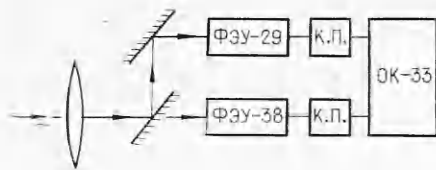


Рис. 2. Схема оптической установки.

В экспериментах определены также по известным значениям $\bar{T}_2^{(1)}$, $\bar{T}_1^{(1)}$ и \bar{T} яркостные температуры отдельных неоднородностей 1-й структуры и средняя температура

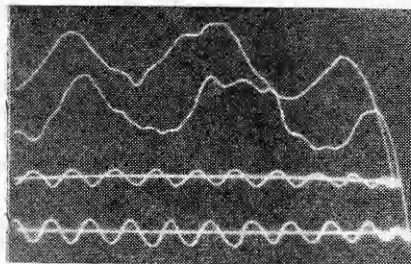


Рис. 3. Осциллограмма свечения неоднородностей детонационного фронта в смеси нитрометан/ацетон (75/25). Время развертки — 1 мкс.

сильнонеустойчивого детонационного фронта. Получено [18]:

$$T_1^{(1)} = 2760 \pm 80 \text{ К}, \quad T_2^{(1)} = 2370 \pm 60 \text{ К}, \quad T = 2550 \pm 50 \text{ К} \quad (7)$$

Определение $\bar{D}_1^{(1)}$

Давление за пересжатými участками основной структуры сильнонеустойчивого детонационного фронта в проведенном исследовании определялось по размеру неоднородностей «тонкой структуры», перемещающихся по поверхности этих участков. Правильность данного подхода обусловлена сильной зависимостью размера неоднородностей Δ от амплитуды p ударного фронта, распространяющегося со скоростью детонации [20]. В работе [20] отмечено, что столь резкая зависимость $\Delta(p)$ может быть объяснена на основании установленной в [1, 4] связи между Δ и периодом индукции τ в предположении аррениусовского типа кинетики химического превращения ВВ во фронте детонации. Полученные в [20] несколько значений размера неоднородностей от давления во фронте ударной волны, распространяющейся со скоростью D , можно описать формальной зависимостью

$$\ln \Delta = A/p + \text{const.} \quad (8)$$

Ее можно представить также в виде, более удобном для расчетов,

$$\ln(\Delta/\Delta_*) = A(1/p - 1/p_*), \quad (9)$$

где Δ_* — размер неоднородностей при некотором фиксированном значении p_* формальной амплитуды ударного фронта. Константа A , связанная с энергией активации химического превращения ВВ, определяется по [18, 20].

Формальность зависимости (8) состоит в том, что размер неоднородностей ставится в соответствие не давлению в слабых участках p_2 (именно эта соотношенность имела бы физический смысл по [1, 4]), а давлению p_Φ во фронте ударной волны, распространяющейся со средней скоростью детонации D . Зависимости $\Delta(p_2)$ и $\Delta(p_\Phi)$, очевидно, должны давать один и тот же размер неоднородностей. Но так как $T_2 < T_\Phi$, формальная величина энергии активации (E_Φ), получающаяся из (8), должна быть выше ее истинного значения (E_a).

По данным [21], для нитрометана в химике детонационной волны $E_a = 23$ ккал/моль, что ниже известных из литературы значений энергии активации ($E_a \approx 40 \div 60$ ккал/моль), определенных в статических условиях [22]. Значение формальной энергии активации получим, перейдя в (8) от давления к температуре ударного разогрева с помощью зависимости $T(p)$ во фронте ударной волны из [23], приняв во внимание дан-

ные [20]. В результате имеем:

$$E_{\phi} = 48 \pm 4 (\text{ккал/моль}) > E_a. \quad (10)$$

Оценим, как влияет на получаемый результат выбор именно аррендиусовской зависимости в правых частях (8), (9). Оказывается, что замена правой части (9) на выражение типа $B \cdot (p/p_* - 1)$ (B — подбираемая константа) практически не меняет рассчитанных давлений в диапазоне $p \approx 140 \div 160$ кбар. Разница в давлениях пересжатых участков, полученная этими способами, не превышает 2—3 кбар (соответствующая разница волновых скоростей ударного фронта не превышает 0,05 км/с). Таким образом, слабая зависимость размера неоднородностей от выбора в разумных пределах конкретного вида правой части формулы (9) указывает на обоснованность употребления этой формулы.

Положим в (9) $\Delta_* = \Delta^{(1)}$ — размер неоднородностей структуры 1-го порядка, $p_* = p^{(1)}$ — амплитуда ударного фронта, распространяющегося со скоростью детонации; $\Delta = \Delta^{(2)}$ — размер неоднородностей структуры 2-го порядка («тонкая структура»), $p = p_1^{(1)}$ — амплитуда ударного фронта, распространяющегося со скоростью пересжатого участка основной структуры. Значения величины $p_1^{(1)}$ и $\Delta^{(1)}$ определялись по данным [1, 18], $\Delta^{(2)}$ — по данным [24]. В работе [24] приведена торцевая фоторазвертка процесса распространения детонации в смеси нитрометан/ацетон (72,5/27,5). Данный состав отличен от используемого в настоящей работе. Это отличие, однако, не имеет принципиального значения, сказываясь лишь на размере неоднородностей, величина $\Delta^{(1)}/\Delta^{(2)} \approx 5$ остается практически постоянной, ибо давление ацетона уменьшает теплоту реакции, не влияя на величину энергии активации, входящую под знак экспоненты.

В детонационных ячейках основной структуры фронта различимы, как правило, 4—5 неоднородностей «тонкой структуры» [24]. Для смеси нитрометан/ацетон (75/25) $\Delta^{(1)} \approx 2,3$ мм [18], т. е. $\Delta^{(2)} \approx 0,4 - 0,5$ мм. Воспользовавшись данными работ [18, 24], из (9) определяем неизвестное значение $p^{(1)}$ в пересжатых участках структуры 1-го порядка. Переход от давлений к волновым скоростям в данной статье всюду осуществляется с помощью ударной адиабаты исследованной смеси [25]:

$$D = 1,90 + 1,78u. \quad (11)$$

Из (9) имеем

$$p_1^{(1)} = 144 \pm 6 \text{ кбар}, \quad (12)$$

а с использованием (11)

$$D_1^{(1)} = 60 \pm 0,1 \text{ км/с}. \quad (13)$$

Модули скоростей тройных точек O (см. рис. 1) велики: $D_z = 7,8 - 7,9$ км/с [19], поэтому углы наклонов пересжатых участков основной структуры к плоскости фронта малы ($\leq 5-6^\circ$). Приведенные значения углов наклона указывают на то, что приближение $\cos \varphi \approx 1$; $\cos \psi \approx 1$, принятое в дальнейшем в формуле (4), вполне обосновано. Кроме того, из (13) видно, что мало также и изменение кривизны самого пересжатого участка, откуда сразу же следует правомерность употребления в (4) среднего значения величины $D_1^{(1)} - \bar{D}_1^{(1)}$.

В опытах по исследованию зависимости яркости сильнонеустойчивого детонационного фронта от угла наблюдения [17] отмечено уменьшение наблюдаемой яркости при углах наблюдения $\theta = 60 - 70^\circ$ (отсчет от нормали к фронту). Уменьшение сигнала, регистрируемое аппаратурой, объясняется экранированием наиболее яркосветящихся участков соседними слабыми участками. Наклоны пересжатых участков основной структуры ($\bar{\varphi} \approx 5^\circ$) не позволяют объяснить подобное экранирование. Остает-

ся допустить, что оно происходит на уровне структуры более высоких порядков, причем начало падения регистрируемой интенсивности связано с экранированием пересжатых участков высшей (N -й) структуры.

Вычисление $D_2^{(1)}$ и предварительные выводы

Знание величин α и $\bar{D}_1^{(1)}$ (формулы (6) и (13)) позволяет из (4) вычислить скорость слабых участков основной структуры фронта:

$$D_2^{(1)} = 5,60 \pm 0,05 \text{ км/с.} \quad (14)$$

Это близко к средней скорости детонационной волны в исследованной смеси ($D = 5,75$ км/с [26]). Приведенное значение скоростей слабых участков соответствует давлению

$$p_2^{(1)} = 120 \pm 3 \text{ кбар,} \quad (15)$$

которое в слабых участках основной структуры фронта близко к значению эффективного давления, полученному в эксперименте [16] ($p_\phi \simeq 123$ кбар), и много выше давления в плоскости Чепмея — Жуге ($p_{\text{ч-ж}} \simeq 90$ кбар [1]), а не одного уровня с этим давлением, как предполагалось ранее [1, 4]. Будучи заранее неочевидным, (15) служит основанием для следующих ниже выводов.

1. Результат (15) позволяет теоретически обосновать наличие химика в детонационной волне в смеси нитрометан/ацетон (75/25) [19], зарегистрированного электромагнитным методом в [16]. Величину максимального давления в химике сильнонеустойчивого детонационного фронта оценим снизу давлением в слабых участках основной структуры

$$\bar{p}_{\text{min}} \simeq 120 \text{ кбар.} \quad (16)$$

Оценку сверху проведем, полагая, что давление за пересжатými участками такое же, как и на их ударных фронтах. Учитывая (6), (12), (15), получаем:

$$\bar{p}_{\text{max}} = \alpha \bar{p}_1^{(1)} + (1 - \alpha) \bar{p}_1^{(1)} = 128 \text{ кбар.} \quad (17)$$

Регистрируемое в эксперименте эффективное (или формальное) давление p_ϕ отличается от среднего давления \bar{p} на турбулентную добавку Δp_τ [1, 11]. В теории пульсирующего детонационного фронта в основных соотношениях также фигурирует p_ϕ [27]. Все это означает необходимость учета турбулентной добавки Δp_τ при оценке сверху эффективного давления. Полагая, что Δu определяется разностью массовых скоростей ударных волн слабых и пересжатых участков, получаем ($\Delta u \simeq 0,25$ км/с):

$$\Delta p_\tau = \overline{\rho(\Delta u)^2} = 1 \text{ кбар,} \quad (18)$$

что для верхней границы эффективного давления дает величину

$$p_{\phi \text{ max}} = \bar{p}_{\text{max}} + \Delta p_\tau = 129 \text{ кбар.} \quad (19)$$

Таким образом, экспериментальное значение $p_\phi \simeq 123$ кбар [16] хорошо согласуется с рассчитанными теоретическими границами, в которые попадает эта величина.

Значение среднего давления $p_2^{(1)}$ из (15) ближе к $p_\phi \simeq 130$ кбар [1], нежели к $p_{\text{ч-ж}} \simeq 90$ кбар. Тем не менее это не означает, что пульсирующий детонационный фронт в смеси нитрометан/ацетон (75/25) можно рассматривать в первом приближении как гладкий, а пульсации относить к поправкам, которые должны быть учтены лишь во втором приближении. Вклад продольных пульсаций скорости в эффективное давление, действительно, мал ($\Delta p_\tau \simeq 1$ кбар). Однако отличие эффективной внутренней энергии от средней определяется не только вкладом от

затухания продольных пульсаций скорости, но и вкладом от затухания ее поперечных пульсаций [1, 11, 27], который весьма существен. Последнее означает необходимость использования турбулентной теории детонации уже в первом приближении [11].

2. Значение $p_2^{(1)}$ из (15) много выше давлений, которые можно получить из экспериментальной зависимости $\tau(p)$ для исследуемой смеси [1, 11]. Кривая $\tau(p)$ представляет собой связь периода индукции адиабатической тепловой вспышки с давлением в инициирующих ударных волнах почти прямоугольного профиля. Из зависимости $\tau(p)$ [1] следует, что давление в слабых участках основной структуры фронта примерно 90 кбар, что существенно меньше $\bar{p}_2^{(1)} \simeq 120$ кбар. Отмеченное расхождение означает, что в слабых участках основной структуры профиль давления спадающий. Спад давления обусловлен наличием волн разрежения, проникающих в слабые участки с тыла детонационной волны, из прилегающей к слабым участкам области продуктов детонации.

В работе [4] отмечается, что расширение как бы уменьшает теплоту экзотермической реакции Q_{TV} на величину ΔQ [5]

$$\Delta Q = -c_V (dk/dt)^{-1} (\partial T/\partial V)_{s,k} \cdot dV/dt. \quad (20)$$

В свете возможности описания расширения ВВ формальным уменьшением теплоты реакции представляется разумным и в условиях падающих во времени параметров описывать экспериментальные данные работы [20] формальной зависимостью типа аррениусовской (8).

Экстраполяция $\tau(p)$ [1] к $\tau = 0$ дает $p(\tau = 0) = 92 \div 95$ кбар. Данный результат несовместим с найденным значением $p_2 \simeq 120$ кбар. Возникшее противоречие можно устранить только допущением неправомерности проведенной экстраполяции зависимости $\tau(p)$ [1] к $\tau = 0$, а это, в свою очередь, означает резкое изменение в характере кинетики зависимости $\tau(p)$ [1] при $p \gtrsim 90$ кбар.

Механизм срыва — вспышка качественной теории в свете изложенных результатов

В работах [1, 4], посвященных разработке вопросов качественной теории неустойчивого детонационного фронта, основное внимание уделено развитию физически обоснованных, аргументированных представлений о его природе, которые качественно верно отражали бы взаимосвязь различных процессов, выделяя главные из них. Цель настоящей работы — детальное исследование структуры фронта. Полученные данные подтверждают в основном качественную теорию [1, 4].

Как уже отмечалось, существование неустойчивого детонационного фронта определяется возможностью адиабатической тепловой вспышки после срыва химической реакции за ударной волной [1, 4]. Вспышка происходит в слое накопившегося ударно-сжатого ВВ. Для ее осуществления необходимо выполнение неравенства [2]

$$|\nabla p_2| \ll |\nabla p_1|, \quad (21)$$

т. е. слабые участки должны характеризоваться достаточно малыми градиентами давлений (∇p_2) по сравнению с градиентами давлений в пересжатых участках (∇p_1).

Прежде предполагалось [1, 4], что условие (21) реализуется при $p_2^{(1)} \simeq p_{ч-ж}$. Проведенное рассмотрение показывает, что $p_2^{(1)} > p_{ч-ж}$, т. е. благоприятные условия для адиабатической тепловой вспышки существуют и на более высоком уровне. В случае срыва реакции за ударными фронтами пересжатых участков в структуре любого порядка благодаря волнам разрежения происходит резкое уменьшение градиента давления. Вследствие этого по прошествии некоторого периода индукции

возможна новая вспышка в ударно-сжатом ВВ. Наличие благоприятных условий, однако, еще не означает, что она происходит во всех случаях. Вспышку, например, может опередить столкновение неоднородностей. Возникает вопрос о соотношенности периода индукции вспышки $\tau_{всп}^{(n)}$ и характерного времени пульсации n -й структуры фронта ($\tau^{(n)}$).

Рассмотрим основную структуру сильнонеустойчивого детонационного фронта. Трудности гидродинамического согласования течений в окрестности тройной точки O (см. рис. 1) приводят к выводу, что необходим учет взаимодействия неоднородностей в момент столкновения [19]. На важность учета соударений неоднородностей указывает также отсутствие зависимости размера неоднородностей от расстояния до оси заряда в используемой смеси [5]. Если бы размер основных пульсаций определялся только периодом первой структуры вспышки, резкая зависимость размера неоднородностей от давления и его градиента должна была бы проявиться в изменении размера неоднородностей по мере приближения к краю заряда [5]. Это следует из сильной зависимости Δ от степени пересжатия [20] и от диаметра оболочки [1, 26]. Отсутствие ожидаемого изменения размера неоднородностей по площади фронта обусловлено тем, что вспышки первой структуры редки. Иными словами, число неоднородностей основной структуры составляет малую долю от общего числа существующих неоднородностей структуры 1-го порядка.

Таким образом, в рамках структуры 1-го порядка «новые» неоднородности, как правило, инициируются посредством столкновения «старых». Формирование основной структуры посредством столкновений влечет за собою выполнение соотношения

$$\bar{\tau}^{(1)} < \bar{\tau}_{всп}^{(1)}. \quad (22)$$

Механизм вспышек за слабыми участками играет подстраховочную роль, вступая в действие лишь в случае, когда столкновения по каким-либо причинам не произошло (например, вследствие затухания неоднородностей).

В работе [4] отмечено, что существование сильнонеустойчивого детонационного фронта определяется существованием основной структуры. На детонационных фронтах косых участков основной структуры пульсирует «тонкая структура». Затухание основной структуры означает срыв химического превращения за ее косыми волнами, что влечет затухание структуры следующего ранга. Для существования структуры 2-го порядка необходим вполне определенный диапазон давлений. Если косые волны структуры 1-го порядка его не создают, детонация затухает. Таким образом, косые волны основной структуры являются своеобразной платформой для «тонкой структуры». Косая волна основной структуры в промежутках между столкновениями неоднородностей не затухает, лишь будучи поддержана поперечной волной этой структуры. В связи с этим важное значение имеет химическое превращение ВВ за ударным фронтом поперечной волны, ибо в случае отсутствия такового быстрое затухание поперечной (а следовательно, и косой) волны неизбежно. Подобная зависимость наличествует не только для 1-й и 2-й структур, но и для произвольных структур (n и $(n + 1)$ структур).

Рассмотрим более подробно процесс выхода детонационной волны из состояния пересжатия. Пусть при этом в какой-то момент времени величины β , γ , уменьшаясь, принимают критические значения (β_* , γ_*), после чего вступает в действие механизм срыва — вспышка, образуя самую мелкомасштабную структуру [4]. Последняя не отличается по своим параметрам от той, которую принято называть высшей структурой для самоподдерживающего фронта [4]. Назовем ее структурой N -го порядка. При дальнейшем падении давления на определенном этапе некоторое укрупнение неоднородностей $\Delta^{(N)}$ приводит к качественному изменению —

появлению более значительных срывов химической реакции, а следовательно, и более мощных вспышек. Прежние неоднородности N -й структуры теперь перемещаются уже по поверхности косых волн новой $(N-1)$ -й структуры. Существование последней однозначно связано со степенью пересечения детонационной волны, т. е. с параметрами β и γ вспышки. Механизм срыв — вспышка, ответственный за существование $(N-1)$ -й структуры, действует на своем уровне давления $p_2^{(N-1)}$ ($p_2^{(N-1)}$ — давление в слабых участках $(N-1)$ -й структуры). Описанный процесс выхода детонации из состояния пересечения позволяет заключить, что при образовании новой (n -й) структуры вспышки происходят независимо друг от друга, так как n -я структура только формируется. Независимость вспышки в процессе формирования n -й структуры означает, что размер неоднородностей определяется вспышкой и можно записать

$$\bar{\tau}^{(n)} = \tau_{\text{всп}}^{(n)}. \quad (23)$$

Образующиеся в результате вспышки ударно-волновые конфигурации взаимодействуют между собой. В местах столкновений этих конфигураций могут возникать новые вспышки, которые начинают играть все более заметную роль по мере выхода фронта на самоподдерживающийся режим. По этой причине для основной структуры установившегося фронта в смеси нитрометан/ацетон (75/25) «новые» неоднородности, как правило, образуются при столкновении «старых». Данный вывод подтверждает важную роль соударений неоднородностей, о которой в газовой детонации еще нет однозначного, сложившегося мнения [8, 12, 28—31].

Для самоподдерживающегося режима детонации справедливо соотношение (22), хотя при образовании основной структуры и имеет место (23). Отмеченное соответствие неравенства (22) установившейся детонации, а равенства (23) — неустановившейся справедливо не только для сильнонеустойчивого детонационного фронта в рассматриваемой смеси. По-видимому, оно является достаточно общим, так как определяется лишь параметрами β , γ и ударной адиабатой ВВ.

Таким образом, выполнение условия (22) при данном механизме детонационного превращения ВВ является необходимым условием стационарности, а вырождение (22) в (23), как правило, должно свидетельствовать о нестационарности процесса распространения детонации. Например, при инициировании детонации [1, 4], при распространении сферической детонации [4]. Соответствие условия (22) самоподдерживающейся детонации означает, что давление в слабых участках основной структуры не опускается до давления в плоскости Чепмена — Жуге. Данное обстоятельство позволяет заключить, что основная гипотеза теории турбулентной детонации [1, 27] о существовании химпика справедлива при наличии столкновений неоднородностей основной структуры.

Выводы

Определено среднее давление за прямыми ударными фронтами основных трехударных конфигураций сильнонеустойчивого детонационного фронта в смеси нитрометан/ацетон (75/25). Оно оказалось равным ~ 120 кбар, т. е. существенно выше давления в плоскости Чепмена — Жуге (~ 90 кбар). Таким образом, внесено уточнение в качественную теорию [1, 4].

Уточнена роль адиабатических тепловых вспышек и столкновений трехударных конфигураций в процессе формирования структуры фронта детонации. При выходе детонации из состояния пересечения столкновения играют второстепенную роль, а средний размер неоднородностей детонационного фронта определяется в каждый момент средним периодом индукции вспышки. Однако после установления стационарного режима детонации

основные характеристики трехударных конфигураций определяются их столкновениями. Новые неоднородности возникают преимущественно в местах столкновений трехударных конфигураций. Что касается вспышек, то они, как правило, не успевают возникнуть — поперечные детонационные волны раньше сжигают ударно-сжатое ВВ. Вспышки появляются только тогда, когда в силу случайных причин отдельные трехударные конфигурации затухают настолько, что при столкновении с другими не порождают неоднородностей с поперечными детонационными волнами. В этом случае средний размер неоднородностей определяется наименьшим по поверхности детонационного фронта периодом индукции основных вспышек, который имеет место около оси заряда. Полученные данные позволили обосновать наличие химпика во фронте турбулентной детонации и оценить его параметры.

Само по себе знание средних параметров рассматриваемого детонационного фронта не дает возможности сделать однозначный вывод о механизме регулирования его структуры. Авторы предположили, что средний размер неоднородностей определяется средним по времени периодом индукции вспышки вблизи оси заряда. Однако не исключено, что определяющую роль играет не средний, а максимальный период индукции на оси, так как от него, по-видимому, зависит восстановление тройных конфигураций в самых неблагоприятных условиях, т. е. при затухании сразу нескольких конфигураций и падении давления во фронте приблизительно до уровня давления в плоскости Чепмена — Жуке.

*Поступила в редакцию
8/VI 1979*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., Наука, 1970.
2. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., Наука, 1967.
3. А. Г. Мержанов, Е. Г. Зеликман, В. Г. Абрамов. Докл. АН СССР, 1968, 180, 639.
4. A. N. Dremin. 6-th Internat. Colloq. Gasdyn. and React. Systems. Stockholm, Sweden, 1977.
5. В. С. Трофимов, В. А. Веретенников. — В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
6. Б. В. Войцеховский, Б. Е. Котов и др. Изв. СО АН СССР, 1958, 9.
7. В. В. Митрофанов. ПМТФ, 1962, 4, 100.
8. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиан. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
9. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, А. И. Андриевский. НТПГВ, 1965, 1, 2, 13.
10. С. Н. Буравова, А. Н. Дремин, В. В. Якушев. ФГВ, 1967, 3, 2, 188.
11. А. Н. Дремин, О. Н. Розанов и др. ФГВ, 1969, 5, 3, 291.
12. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
13. A. K. Oppenheim, J. J. Smolen et al. 5-th Symposium (Intern.) on Detonation. ONR. Dept. Of the Navy, Arlington, Va., 1972.
14. P. A. Urtiew, A. S. Kusubov, R. E. Duff. Comb. and Flame, 1970, 14, 1, 117.
15. P. A. Urtiew, A. S. Kusubov. 5-th Symposium (Inter.) on Detonation, Pasadena, Calif., 1970, p. 83.
16. А. Н. Дремин, О. К. Розанов, И. Г. Коба. ФГВ, 1965, 1, 3, 93.
17. В. М. Нелин, В. С. Трофимов. Труды МФТИ, сер. Общая и молекулярная физика, № 10.
18. В. М. Нелин, В. С. Трофимов. ВИНТИ. 1978, № 689—78 Деп.
19. В. М. Нелин, В. С. Трофимов. — В сб.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978.
20. Г. В. Кришкевич. ФГВ, 1977, 13, 6, 872.
21. D. R. Hardesty. Comb. and Flame, 1976, 27, 2, 229.
22. A. Makovsky, L. Lenji. J. Chem. Rev., 1958, 58, 627.
23. P. S. Lysne, D. R. Hardesty. J. Chem. Phys., 1973, 59, 12, 6512.
24. P. A. Persson, G. Persson. 6-th Symposium (Intern.) on Detonation, San Diego, Calif., 1976, p. 370.

25. А. Н. Дремин, О. К. Розанов. Изв. АН СССР, сер. хим., 1964, 8, 1513.
26. A. N. Dremín, O. K. Rozanov, V. S. Trofimov. Comb. and Flame, 1963, 7, 153.
27. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1966, 2, 3, 19.
28. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. М., Физматгиз, 1963.
29. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1959, 125, 1, 110.
30. R. A. Strehlow. Comb. and Flame, 1968, 12, 2, 81.
31. А. А. Васильев, Ю. А. Николаев. ФГВ, 1976, 12, 5, 744.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ
СИЛЬНОРАЗБАВЛЕННЫХ ПОРИСТЫХ ВВ.
I. ВЛИЯНИЕ ИНЕРТНОЙ ДОБАВКИ
НА ПАРАМЕТРЫ ДЕТОНАЦИИ**

*К. К. Шведов, А. И. Анискин, А. Н. Ильин,
А. П. Дремин
(Черноголовка)*

Изучение процессов детонации пористых ВВ с добавками представляет большой интерес для развития теории и практического использования энергии взрыва. Введение в ВВ различных добавок дает возможность регулировать энергетику и параметры детонации, критический диаметр и чувствительность к инициирующему импульсу. Управление этими характеристиками и их предсказание невозможно без детального изучения поведения добавок в детонационной волне, которое до настоящего времени недостаточно ясно. В [1] отмечалось, что при детонации сильноразбавленных пористых ВВ наблюдаются некоторые особенности, носящие не только количественный, но и качественный характер и затрагивающие важнейшие стороны теории детонации.

Данная серия работ является продолжением начатых в [1, 2] исследований детонации пористых ВВ с инертными добавками. В ней сделана попытка проследить влияние инертных добавок на критический диаметр, зависимость параметров детонации от диаметра заряда, структуру детонационной волны, время реакции, а также рассмотреть вопрос о расчете параметров детонации смесей ВВ с инертной добавкой.

**Влияние добавки
на критические условия распространения детонации
в смесях на основе тротила и гексогена**

При определении критического диаметра (слоя) и критических параметров стационарность процесса детонации устанавливалась по отпечаткам на пластине-свидетеле или измерениями параметров детонации на зарядах различной длины. Длина зарядов достигала 40 калибров, что позволило обнаруживать затухание детонации, которое иногда не заметно на коротких (5—10 калибров) зарядах. В этих опытах отмечено влияние металлической подложки на стационарность процесса детонации и критический диаметр. Так, наличие стальной подложки толщиной 2—6 мм в слоевых зарядах ТНТ — NaCl заметно снижало $\Delta_{кр}$ в смесях с содержанием NaCl до 50%, а при 75% NaCl влияние подложки не отмечалось: в слоях с $\Delta = 20$ мм детонация затухает, а при $\Delta = 25$ мм она распространяется устойчиво независимо от наличия или отсутствия подложки. В смесях гексогена с 85% NaCl стальная подложка толщиной 4 мм снижает $d_{кр}$ приблизительно на 5 мм (в слоях с $\Delta = 20$ мм без подложки детонация затухает, а с подложкой распространяется устойчиво). Полученные результаты показывают, что степень влияния подложки