

**СТРУКТУРА ДЕТОНАЦИОННОГО ФРОНТА
В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВАХ**

A. Н. Дремин, О. К. Розанов,
С. Д. Савров, В. С. Трофимов

(Москва)

Классическая теория детонации, созданная Михельсоном, Чепменом и Жуге [1—3], рассматривает фронт детонационной волны как поверхность разрыва, отделяющую исходное взрывчатое вещество (ВВ) от продуктов взрыва (ПВ). Применение законов сохранения массы, импульса и энергии к потоку вещества, протекающему через фронт, приводит к выводу о том, что в процессе стационарной детонации непосредственно за фронтом должны достигаться состояния, удовлетворяющие уравнению детонационной адиабаты Гюгонио:

$$\varepsilon(p, v) - \varepsilon_0 = \frac{p - p_0}{2} (v_0 - v), \quad (1)$$

где ε — удельная внутренняя энергия; p — давление и v — удельный объем ПВ, а соответствующие величины с индексом относятся к исходному состоянию ВВ. При этом скорость детонации D равна:

$$D^2 = v_0^2 j^2 = v_0^2 \frac{p - p_0}{v_0 - v}, \quad (2)$$

где j — плотность потока вещества через детонационный фронт.

На рис. 1 изображена типичная детонационная адиабата в координатах p — v (дуга AIB). В этих координатах уравнение (2) при $D = \text{const}$ имеет вид прямой, называемой прямой Михельсона [1] (например, прямые OA и OI для разных D). Отсюда видно, что набор возможных значений D ограничен снизу, причем наименьшая скорость определяется наклоном касательной OI . Любой большей D соответствуют два возможных состояния ПВ, отвечающих точкам A и B . Верхним точкам соответствуют пересжатые детонации, нижним — недосжатые.

Жуге показал, что несжатая детонация не может быть самоподдерживающейся [2]. Он опирался на тот факт, что в этом случае ПВ имеют дозвуковую скорость по отношению к фронту и поэтому любая волна разрежения может догнать детонационный фронт и сделать его нестаци-

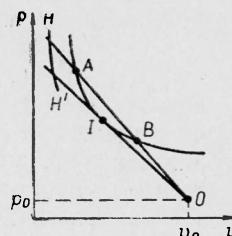


Рис. 1. p — v -диаграмма.

онарным. Попытки обосновать в рамках классической теории осуществление самоподдерживающейся недосжатой детонации не увенчались успехом. В связи с этим возможно предположение (правило отбора) Чепмена — Жуге, согласно которому самоподдерживающаяся детонация распространяется с наименьшей скоростью. Такая детонация называется нормальной.

Я. Б. Зельдович [4, 5] первым пришел к выводу, что обоснование гипотезы Чепмена — Жуге следует искать за рамками классической теории, рассматривая фронт детонационной волны как область конечной ширины. По Зельдовичу, эта область представляет собой комплекс гладкого ударного фронта и следующей за ним одномерной зоны химической реакции, инициируемой в результате ударного разогрева. В этом случае промежуточные состояния вещества в зоне реакции должны удовлетворять уравнениям (1) и (2), если $\varepsilon(p, v)$ заменить на $\varepsilon(p, v, k)$, k — переменная, характеризующая химический состав. Эта переменная может быть многокомпонентной, и тогда ее удобно представлять в виде вектора в некотором пространстве. Соответственно под производной по k следует понимать градиент в этом пространстве. В этой модели фазовая точка, изображающая состояние определенного объема вещества на p — v -диаграмме (см. рис. 1), в момент ударного сжатия скачком переходит из точки O в точку p — v , лежащую на ударной адиабате ВВ. Затем она должна непрерывно перейти на равновесную детонационную адиабату, перемещаясь вдоль прямой Михельсона. Из p — v -диаграммы (см. рис. 1) видно, что давление при этом должно падать. Таким образом, теория предсказывает наличие повышенного давления в зоне реакции, или так называемого химпика. Путем дифференцирования (1) и учета (2) можно показать, что при положительной скорости тепловыделения Q , т. е. при $\frac{dQ}{dt} \gg 0$, где

$$\frac{dQ}{dt} = - \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial k} \right)_{p, v} \frac{dk}{dt} \quad (3)$$

(t — время), такой непрерывный переход возможен только на сильную ветвь равновесной детонационной адиабаты. Отсюда непосредственно следует обоснование гипотезы Чепмена — Жуге.

В данном обосновании решающую роль играет тот факт, что фазовая точка подходит к равновесному состоянию сверху, т. е. со стороны сильных ветвей промежуточных детонационных адиабат. Если бы удалось осуществить режим без ударного фронта, но с тем же направлением движения фазовой точки в конце ее пути, то в обосновании правила Чепмена — Жуге мало что изменилось бы.

Изложенная теория позволяет сделать вывод, что если к моменту окончания химической реакции скорость тепловыделения (3) становится отрицательной, то упомянутая фазовая точка получает возможность войти в область, лежащую над равновесной детонационной адиабатой, и достичь слабой ветви последней. В этом случае скорость детонации будет определяться наклоном прямой Михельсона, касательной к наивысшей из промежуточных детонационных адиабат [5, 6], что приведет к осуществлению режима недосжатой детонации.

В случае конденсированных ВВ возможность изменения знака у $\frac{dQ}{dt}$, по-видимому, маловероятна, так как при больших давлениях затруднен один из основных ответственных за это процессов, а именно диссоциация ПВ. Однако режим недосжатой детонации может иметь

место также в случае всюду положительной скорости тепловыделения, если инициирование реакции осуществляется не ударным разогревом, а, например, путем теплопередачи от ПВ к исходному ВВ. При наличии теплового потока q в правой части уравнения (1) появится слагаемое $\frac{q}{j}$.

Теперь роль $\frac{dQ}{dt}$ будет играть сумма

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{1}{j} \frac{dq}{dt}, \quad (4)$$

знак которой зависит не только от первого слагаемого. Анализ показывает, что при наличии теплопередачи возможен режим, когда упомянутая выше фазовая точка начинает непрерывное движение сразу из точки p_0, v_0 и достигает равновесного состояния снизу, причем попадает на слабую ветвь детонационной адиабаты. Очевидно, что при таком режиме не будет ни ударного фронта, ни химпика.

Уже во время создания теории Зельдовича были известны случаи, в которых заведомо не осуществляется детонационная волна с гладким ударным фронтом. Это спиновая детонация в газах [6—8] и детонация негомогенных ВВ (т. е. почти всех твердых ВВ, за исключением, может быть, монокристаллов). Вначале считали, что спиновая детонация является исключением из общего правила, а к негомогенным ВВ теорию Зельдовича можно применять, если размер частиц меньше зоны химической реакции. Теория Зельдовича долгое время считалась широко применимой, пока в серии работ советских ученых [6, 8] не было установлено, что в газах именно гладкий детонационный фронт следует считать исключительным явлением. В этот же период в работах [9, 10—12] обнаружен негладкий детонационный фронт в прозрачном жидкому ВВ — смеси нитрометана (НМ) с инертным разбавителем ацетоном (А).

Схема опыта, применявшаяся в работах [10, 11], представлена на рис. 2. Эта схема позволила получить развертку во времени свечения узкой полоски, выделенной из площади детонационного фронта изображением щели камеры СФР. С помощью этой камеры развертка фиксируется на пленке. Типичная фоторазвертка представлена на рис. 3. Такая запись свидетельствует о неравномерном свечении площади де-

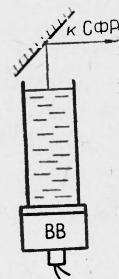


Рис. 2. Схема опыта по фотографированию свечения фронта детонации с торца заряда.

тонационного фронта, по поверхности которого в разных направлениях, хаотически, перемещаются светлые и темные участки. Из этого можно сделать вывод: детонационный фронт не является гладким. Средний размер его неоднородностей Δ и скорость их перемещения по фронту v можно определить по расстоянию между черными или светлыми полосами и по их наклону соответственно. Размер Δ сильно зависит от концентрации ацетона в смеси. Уменьшаясь вместе с концентрацией, он достигает предела разрешающей способности СФР, после чего фиксируется равномерное свечение фронта. Если эту зависимость, снятую до достижения разрешающей способности, экстраполировать к нулевой концентрации, то можно сделать вывод, что и в чистом нитрометане фронт детонационной волны не является гладким [11].

В исследованиях со смесями нитроглицерина и нитрата глицидного спирта с метанолом и ацетоном [12] показано, что при определенных

концентрациях растворителей отчетливо фиксируется негладкий детонационный фронт. В связи с этим на основании косвенных данных было выдвинуто в последствии не оправдавшееся предположение, что во всех жидких ВВ детонационный фронт не является гладким [11].

Для прямой экспериментальной проверки этого предположения был использован метод отражения света от фронта детонационной волны [13, 14]. Идея метода заключается в том, что камера СФР фокусируется на предполагаемое зеркальное изображение постороннего яркого источника света во фронте детонационной волны. Если этот фронт является гладким, то на пленке получится четкое зеркальное изображение источника, в противном случае оно окажется диффузивным, или его вообще не будет, если поверхность фронта рассеивает свет по закону Ламберта. Схемы опытов для реализации такой или близкой к ней идеи приводятся в работах [13, 15, 16]. Этим методом было установлено, что в жидких ВВ встречается как гладкий, так и негладкий детонационный фронт [16].

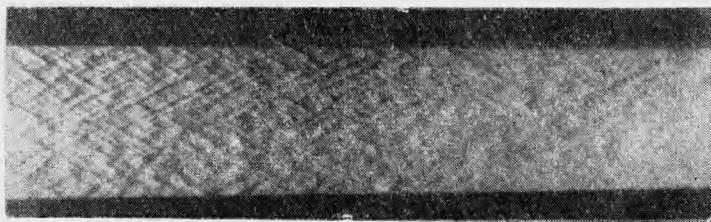


Рис. 3. Типичная торцевая фоторазвертка распространения пульсирующей детонационной волны.

Эти исследования показали, что теория Зельдовича на самом деле применима к ограниченному классу ВВ. С другой стороны, экспериментальная проверка следствий из этой теории даже в случае заведомо негладкого детонационного фронта как будто ее подтверждает. Так во многих случаях, когда зона реакции достаточно широкая, откольным и электромагнитным методами был зарегистрирован химпик [16—20]. В соответствующих опытах электромагнитный датчик (перекладина П-образной пластинки, согнутой из тонкой фольги) помещался в заряд ВВ параллельно детонационному фронту. В присутствии магнитного поля скорость движения датчика определяется по наведенной электродвижущей силе. Типичная осцилограмма зависимости скорости датчика u от t при детонации твердых и жидких ВВ приведена на рис. 4. Картинка одина-

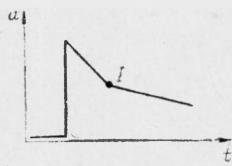


Рис. 4. Типичная осциллограмма профиля $u(t)$ для детонационной волны в конденсированных ВВ.

кова для всех ВВ, если не считать различий в характерных размерах и в ходе осциллограммы после точки ее излома. Последний зависит от длины и диаметра заряда. После точки излома, которую следует отождествить с концом зоны реакции, нет области постоянных параметров, что свидетельствовало бы о недосжатом режиме детонации. Приравнивая скорость датчика скорости увлекающего его потока и определяя давление

$$p - p_0 = \rho_0 D u \quad (5)$$

(ρ_0 — начальная плотность ВВ), можно прийти к выводу о наличии химика. Таким образом, для конденсированных ВВ не обнаружено явного отступления от следствий теории Зельдовича. Только путем прецизионных измерений давлений и плотности в зоне реакции в газах обнаружено расхождение с расчетом [21, 22].

Все эти факты удается объяснить с позиций общей теории, описывающей негладкую детонационную волну, которая включает в себя теорию Зельдовича в качестве одного из частных случаев. В наиболее завершенной форме общая теория изложена в работе [23] (предыдущие работы [22, 24] посвящены только детонации в газах). Ее построение начинается с получения усредненных законов сохранения для турбулентного потока. Здесь и ниже под турбулентностью понимается любое отклонение параметров u , p , ρ и k от своих средних значений в каждой точке пространства. Рассмотрение ограничено случаем, когда в усредненных законах сохранения вязкостью, теплопроводностью и диффузией можно пренебречь и учитывать их только в качестве факторов, приводящих к затуханию турбулентности и установлению ламинарного потока ПВ.

Каждый из параметров потока усредняется со своей весовой функцией g , которая подбирается так, чтобы придать усредненным уравнениям движения наиболее простой вид. В частности, j , p , ρ усредняются с $g=1$, а v , ϵ , u и k — с $g=\frac{\rho}{\rho}$ (черта сверху означает усреднение с соответствующей весовой функцией). В результате усреднения и введения формальных p_Φ и ϵ_Φ вместо истинных p и ϵ удается придать законам сохранения такой же вид, как при ламинарном потоке. Таким образом, для их получения достаточно в уравнения (1), (2) и (5) вместо u , v , p , ϵ подставить соответственно \bar{u} , \bar{v}

$$p_\Phi = \bar{p} + \rho \bar{u}_x^2, \quad (6)$$

$$\epsilon_\Phi = \bar{\epsilon} + \frac{3}{2} \rho \bar{u}_x^2 \bar{v} + (\rho \bar{u}_y^2 - \rho \bar{u}_x^2) \bar{v}, \quad (7)$$

где \bar{u}_x и \bar{u}_y — мгновенные отклонения компонент скорости от их средних значений соответственно в направлении оси заряда x и в перпендикулярном направлении y .

При асимметрии пульсаций \bar{u}_x относительно нулевого значения в усредненных выражениях появится член, соответствующий переносу энергии без переноса импульса, т. е. формальный тепловой поток q_Φ , который играет роль истинного потока. В этом случае в усредненном уравнении (1) справа появляется слагаемое $\frac{q_\Phi}{f}$.

В работе [23] найдены параметры, характеризующие величину турбулентности, которые с точки зрения решаемой задачи эквивалентны компонентам величины k . В частности, ϵ_Φ оказывается функцией от \bar{v} , p_Φ и обобщенной величины k и строится, исходя из уравнения состояния $\epsilon = \epsilon(p, v, k)$. При равенстве соответствующих компонент обобщенной k нулю получается теория Зельдовича.

Роль тепловыделения в общей теории играет формальное тепловыделение Q_Φ . Его скорость определяется с помощью выражения, которое получается из (3) в результате соответствующей замены независимых переменных и функций. Следовательно, под детонационным фронтом надо понимать зону, в пределах которой не только завершается химическая реакция, но и затухает турбулентность, т. е. все компоненты

обобщенной k достигают равновесных значений. В пользу такого рассмотрения говорит и тот факт, что тепловыделение при диссипации турбулентности макроскопически невозможно отделить от химического тепловыделения.

Исходя из полной математической эквивалентности общей теории и теории Зельдовича, многие выводы последней, в том числе и правило отбора, можно без изменений перенести на случай негладкой детонационной волны. Следует, однако, иметь в виду, что понятие о гладком ударном фронте в этом случае лишено физического смысла. Фазовая точка p_Φ , v , изображающая усредненное формальное состояние вещества в координатах $p-v$, как правило, начинает свое непрерывное движение сразу из точки p_0, v_0 , т. е. сначала проходит по слабым ветвям промежуточных детонационных адиабат. Если при движении вдоль прямой Михельсона эта точка все-таки переходит на сильные ветви промежуточных детонационных адиабат, то вступает в действие механизм, обеспечивающий выполнение правила Чепмена — Жуге при условии, если к моменту достижения термодинамического равновесия знак суммы формальных величин, аналогичной (4), положителен. Можно показать, что для указанного перехода на сильные ветви необходимо и достаточно наличие пика p_Φ , т. е. формального химпика. Общего ответа на вопрос, совершается ли на самом деле требуемое движение фазовой точки, дать нельзя, так как он зависит от конкретной структуры детонационного фронта.

При некоторых достаточно общих предположениях можно определить знак суммы (4). В работе [23] показано, что если химическая реакция завершается раньше и турбулентность к моменту своего затухания становится изотропной, то $q_\Phi = 0$, а знак $\frac{dQ_\Phi}{dt}$ совпадает со знаком величины $\Gamma - \frac{2}{3}$, где Γ — коэффициент Грюнайзена ПВ, равный $v \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial \varepsilon} \right)_{v, k}$. По-видимому, в случае конденсированных ВВ $\Gamma > \frac{2}{3}$, что влечет за собой выполнение правила Чепмена — Жуге, конечно, при наличии формального химпика. У идеальных газов $\Gamma < \frac{2}{3}$. следовательно, в этом случае и при наличии химпика должно быть осуществление недостаточного режима детонации. Другим путем к последнему выводу пришли авторы работ [22, 23].

Если структура фронта такова, что имеют место сильные поперечные пульсации u_y и третье слагаемое в (7) уменьшается со временем медленнее второго, то предположение об изотропной турбулентности теряет силу. В этом случае, как можно показать [23], $\frac{dQ_\Phi}{dt} \geq 0$, и при любом Γ , если имеется химпик, правило Чепмена — Жуге выполняется.

Если предположить, что скорость электромагнитного датчика совпадает со средней скоростью потока, то из формулы (5) ясно, что во всех случаях имеется формальный химпик. Однако указанное равенство скоростей может иметь место, строго говоря, только при симметричных пульсациях u_x относительно нулевого значения (для этого не обязательно, чтобы турбулентность была изотропной). Поэтому данные опыты не могут дать точного распределения p_Φ внутри детонационного фронта и в этом смысле должны рассматриваться как качественные. Тем не менее вывод о наличии формального химпика остается в силе и, следовательно, при детонации данных ВВ действует механизм, при-

водящий к выполнению правила Чепмена — Жуге, когда величина (4) положительна.

Для объяснения этого результата необходимо исследовать конкретную структуру детонационного фронта жидких ВВ. Оно имеет большое значение также для теории пределов распространения детонации [25, 26]. Его естественно начать с исследования неоднородностей, которые распространяются по поверхности детонационного фронта. При этом самым удобным методом является их непосредственное наблюдение по схеме, приведенной на рис. 2. Разрешающая способность этого метода определила выбор в качестве объектов исследования главным образом смесей нитрометана с ацетоном $\left(\frac{M_H}{A}\right)$.

Установлено, что размер неоднородностей Δ резко увеличивается с приближением диаметра заряда ВВ к критическому значению, причем уменьшение скорости детонации не наблюдается. Это означает, что давление в ПВ, которое, конечно, должно падать, на самом деле уменьшается незначительно. Следовательно, размер неоднородностей резко зависит от этого давления. В пользу того, что именно оно оказывает решающее влияние на Δ , говорит и тот факт, что пересжатие детонационного фронта приводит к уменьшению Δ .

Пересжатый режим имеет место в момент инициирования детонации, когда детонационный фронт в сжатом ВВ, возникший в результате адиабатической вспышки, догоняет инициирующий ударный фронт и выходит в невозмущенное ВВ [27, 28]. Более длительное и сильное пересжатие достигается применением мощного активного заряда. По мере выхода детонационного фронта из пересжатого состояния растет и размер его неоднородностей.

Для установления причин обнаруженных закономерностей необходимо получить крупные неоднородности. К сожалению, даже, в предельных условиях для обычных смесей размер неоднородностей не превышает 3—4 мм. Этим детонация жидких ВВ невыгодно отличается от детонации газов [6, 8]. Для достижения поставленной цели было решено использовать косвенный метод, а именно создать искусственные неоднородности на поверхности ударного фронта.

Объектом исследования был выбран нитрометан, сильно разбавленный ацетоном. Была использована двумерная схема опыта, представленная на рис. 5. Активный заряд со взрывной линзой 1 создает в жидким ВВ 2 плоскую ударную волну. На ее пути располагается одна или несколько полосок мощного ВВ 3, чувствительного к удару. Оказалось, что от места взрыва инициатора по ударному фронту распространяются узкие полосы свечения, соответствующие воспламенению вещества в возникающих трехударных конфигурациях. Эти конфигурации могут как проходить друг сквозь друга без заметного взаимного искажения (рис. 6), так и погибать при взаимном столкновении (рис. 7). Они могут возникать самостоятельно в результате адиабатической вспышки ВВ между другими расходящимися конфигурациями (рис. 8), а также просто за ударным фронтом без искусственных инициаторов.

На основании этих опытов можно представить приближенную схему конфигурации (рис. 9), которая в упрощенной форме повторяет схему головы спиновой детонации [6]. В сжатом ВВ распространяется поперечный детонационный фронт 1. Ему соответствует слабое свечение, аналогичное предсвечению, описанному в [27, 28]. Его продукты в результате бокового распада разрыва инициируют ярко светящийся пересжатый детонационный фронт 2 в невозмущенном ВВ. По мере удаления от точки 0 давление за фронтом 2 падает, и, наконец, в результате срыва воспламене-

ния он превращается в ударный фронт без реакции 3. Параметры последнего сначала определяются продуктами детонации 1, которые действуют в качестве поршня, а затем асимптотически падают до своих значений в исходной ударной волне. Срыв воспламенения имеет место в точке *C*, где химический саморазогрев вещества скомпенсирован его охлаждением за счет адиабатического расширения в результате указанного падения параметров. Заметим, что аналогичное объяснение имеет отсутствие самостоятельной вспышки в неосевых участках заряда на рис. 8, где адиабатическое расширение происходит в боковой волне разрежения.

Специальные опыты со слабыми искусственными инициаторами показали, что возможен и другой тип конфигураций, который отличается от описанного тем, что вместо детонационного фронта 1 в сжатом ВВ распространяется ударный фронт [29]. Аналогичная схема предложена в работе [8] для описания головы спиновой детонации. Конфигурации второго рода могут образоваться из конфигураций первого рода, как последние фазы их спонтанного затухания, но не могут возникать самостоятельно.

По-видимому, надо отдать предпочтение конфигурациям первого типа, как обеспечивающим большую устойчивость детонационного фронта. При таком предположении экспериментальные факты получают свое естественное объяснение. Действительно, светлые полосы на фоторазвертках (см. рис. 3.), по-видимому, являются следами движения перескочивших детонационных фронтов 2 (см. рис. 9). Если среднее время свободного пробега конфигураций, равное

$$\tau \approx \frac{\Delta}{2V}, \quad (8)$$

меньше периода индукции за ударными фронтами 3 (см. рис. 9), то новые конфигурации рождаются только на месте гибели старых и лишь в том случае, если оставшиеся конфигурации не успевают сжечь сжатое ВВ до истечения периода индукции. В этом случае преобладает процесс гибели конфигураций, который может происходить и в части взаимных столкновений, и в результате спонтанного затухания. Наоборот, если τ больше периода индукции, то преобладает процесс рождения новых конфигураций в промежутках между старыми за счет адиабатических вспышек.

Таким образом, размер неоднородностей при равновесии процессов гибели и рождения конфигураций определяется периодом индукции за ударным фронтом 3 (см. рис. 9). Учитывая, что параметры в разных точках детонационного фронта взаимно связаны, нетрудно объяснить наблюдаемую крутую зависимость Δ от давления в ПВ.

Выдвинутая гипотеза позволяет оценить давление за ударными фронтами 3 (см. рис. 9). Для этого необходимо знать зависимость периода индукции от давления за ударной волной. Она была экспериментально определена для смеси нитрометана с ацетоном (рис. 10). При этом установлена независимость периода индукции от материала экрана, из которого ударная волна входит в ВВ. Подстановка в полученную зависимость величины (8) дает искомую оценку давления. Оно оказалось значительно ниже давления за ударной волной, скорость которой равнялась бы скорости детонации. Соответственно время реакции в реальной волне (8) значительно больше, чем за предполагаемой ударной волной, что наблюдается и при детонации газов [30].

Полученная оценка давления может оказаться заниженной, если за ударным фронтом ВВ попадает в условия падающих параметров, однако можно показать, что даже наибольшее p_f меньше давления за



Рис. 5. Схема опыта по созданию искусственно создаваемых конфигураций.



Рис. 6. Прохождение искусственных конфигураций друг через друга без искажений.

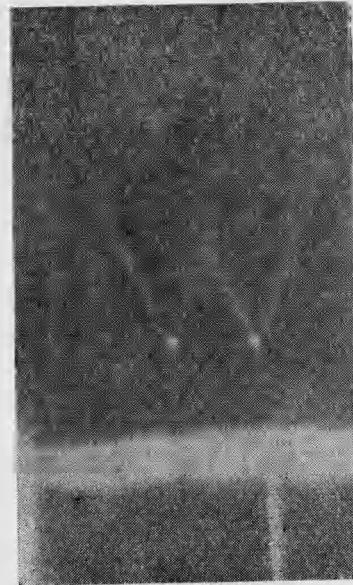


Рис. 7. Гибель конфигураций при столкновении.



Рис. 8. Самостоятельное возникновение конфигураций.

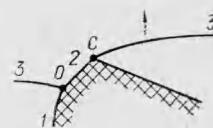


Рис. 9. Схема трехфронтовой конфигурации.

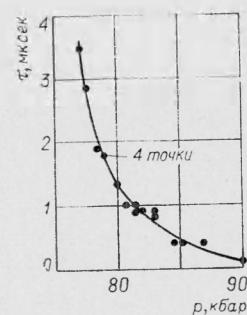


Рис. 10. Экспериментальная зависимость времени индукции от давления в смеси НМ/А 75/25.

ударной волной, имеющей скорость детонации. Согласно (6), это еще в большей степени относится к p и к минимальному давлению. Следовательно, теория качественно подтверждает полученную оценку.

Развитые представления согласуются также с результатами, полученными при исследовании быстро затухающих пересжатых детонационных волн, создаваемых в жидким ВВ с помощью мощного, но короткого активного заряда. Соответствующая фоторазвертка процесса представлена на рис. 11. Наблюданную картину можно объяснить с изложенных выше единых позиций. Действительно, начиная с момента, когда волна разрежения сзади проникает в пересжатый детонационный фронт, за ударными волнами З (см. рис. 9) процесс адиабатического охлаждения в среднем преобладает над химическим саморазогревом. Это приводит к последовательной гибели конфигурации без компенсации их числа и затуханию детонации.



Рис. 11. Затухание плоской пересжатой детонационной волны.

(см. рис. 11). Его действительно можно иногда наблюдать в этих условиях при большей длине инициирующего заряда.

По-видимому, сходное объяснение имеет процесс затухания детонации при перепускании последней из богатой смеси в бедную. В поставленных опытах две разные смеси нитрометана с ацетоном наливались

аналогичная картина наблюдается при инициировании пересжатой детонационной волны достаточно большим полусферическим зарядом (рис. 12). Но в отличие от предыдущего случая здесь после описанного периода затухания в определенный момент между расходящимися конфигурациями начинают происходить адиабатические вспышки, приводящие к установлению нормальной детонации. Это объясняется падением со временем крутизны фронта волны разрежения и уменьшением скорости адиабатического охлаждения. Если бы не боковые волны разрежения, такой процесс проходил бы и в цилиндрическом заряде



Рис. 12. Развитие сферически расходящейся пересжатой детонации.

в металлическую трубу, разделенную на две части тонкой полиэтиленовой пленкой. Диаметр трубы был промежуточным между критическими диаметрами смесей. Оказалось, что после перехода неоднородностей через пленку их размер начинает увеличиваться и через некоторое время детонация затухает почти одновременно по всему фронту, пройдя

путь, примерно равный диаметру заряда. В отличие от предыдущих опытов здесь степень пересжатия была мала.

Исчерпывающего объяснения этих опытов пока нет, но, по-видимому, они тесно связаны с одной особенностью пульсирующей детонационной волны, отличающей ее от гладкой. При конечном диаметре заряда в обоих случаях зона стационарного сверхзвукового потока протекает внутрь зоны реакции. Однако в турбулентном потоке в отличие от ламинарного сверхзвуковое значение средней скорости течения не является препятствием для проникновения возмущений из этой части потока в самые передние части зоны реакции. Возникает вопрос, не будет ли пульсирующий детонационный фронт при конечном диаметре заряда реагировать на крутизну падения давления в сверхзвуковом потоке? Эти рассуждения показывают, что пульсирующий детонационный фронт нельзя рассматривать в первом приближении как гладкий, а неоднородности считать эффектами второго порядка.

Зная структуру передней части негладкого детонационного фронта, можно снова решить вопрос о наличии формального химпика в стационарной детонационной волне, но теперь с теоретических позиций. С этой целью надо сравнить между собой среднюю скорость относительного потока $D \cdot \bar{u}$ с формальной скоростью звука c_Φ на плоскости, связанной с усредненной детонационной волной. Для этого выберем самую переднюю плоскость, которая всегда находится в пределах истинной детонационной волны. Из работы [23] следует соотношение для c_Φ :

$$c_\Phi^2 = \bar{c}^2 + \frac{5}{3} \rho \bar{u}_x'^2 \cdot \bar{v} > \bar{c}^2, \quad (9)$$

где c — скорость звука для замороженного состава. Учитывая свойства ударных фронтов 3 и пересжатых детонационных волн 2 (см. рис. 9), можно показать, что

$$c_\Phi > D - \bar{u}. \quad (10)$$

Отсюда следует, что фазовая точка, изображающая формальное состояние ВВ в данной плоскости, находится на сильной ветви промежуточной детонационной адиабаты и, таким образом, общая теория предсказывает формальный химпик для данной структуры детонационного фронта. Этим завершается аналогия между общей и частной теориями.

Известно [5], что детонационный комплекс Зельдовича является строгим решением уравнений газодинамики и кинетики для гомогенного ВВ. Какие же причины приводят к появлению другого, пульсирующего, режима? К. И. Щелкин [31] впервые обратил внимание на то, что гладкий детонационный комплекс может оказаться неустойчивым и не осуществляться на опыте. Его неустойчивость обусловлена взаимным влиянием трех факторов: сильной зависимости скорости реакции от температуры, температуры от давления и, наконец, давления от тепловыделения. При некоторых соотношениях между ними может появиться возможность самораскачивающихся процессов, которые и приведут к возникновению пульсирующего детонационного фронта. Для дальнейших качественных выводов достаточно предположить, что жидкие ВВ различаются только теплотой взрыва и кинетикой тепловыделения.

Предложенные выше представления о структуре пульсирующего детонационного фронта в своей основе опираются на предположение о том, что за ударным фронтом 3 (см. рис. 9) тепловыделение происходит по закону нормального теплового взрыва. Если под периодом индукции τ понимать время, в течение которого реагирует определенная малая доля

ВВ, а под Δt — полное время реакции, то нормальный тепловой взрыв характеризуется равенством:

$$\frac{\Delta t}{\tau} \approx 1. \quad (11)$$

Если оно не выполняется, то взрыв является вырожденным.

Характер теплового взрыва, согласно [32], определяется значениями параметров β и γ , которые в случае нормального теплового взрыва должны быть малы:

$$\beta = \frac{R T_0}{E} \ll 1, \quad (12)$$

$$\gamma = \frac{R T_0^2}{E} \cdot \frac{C}{Q} \ll 1, \quad (13)$$

где R — универсальная газовая постоянная; T_0 — исходная температура ударного сжатия; E — энергия активации в законе Аррениуса; Q — удельная изотермическая теплота реакции; C — теплоемкость ВВ и продуктов. Критерии (12) и (13) получены в предположении, что имеет место мономолекулярная реакция в постоянном изолированном объеме, в процессе которой Q и C не меняются. В общем случае параметры β и γ , по-видимому, сохраняют свое значение для качественных выводов. Первый из них характеризует главным образом скорость реакций в начальный момент, а второй — величину ее теплового самоускорения.

Если хотя бы одно из условий (12), (13) не удовлетворяется, то имеет место вырожденный взрыв. Это, например, будет при высокой скорости реакции, когда она лимитируется временами релаксации степеней свободы. В этом случае эффективное значение E мало, что и приводит к вырождению. Отсюда следует, что при минимальном возможном Δ время реакции в пульсирующей детонационной волне (8) должно быть значительно больше времени релаксации. Оценки показывают, что разрешающая способность метода отражения света более чем достаточна для обнаружения неоднородностей минимального размера.

При выводе своего критерия неустойчивости гладкого детонационного комплекса Щелкин [31] фактически считает, что параметр γ очень мал, а значение β слабо влияет на характер теплового взрыва, который предполагается нормальным. Однако нет никаких оснований ограничиваться только этим случаем.

Простые качественные соображения позволяют сделать вывод о том, что при вырожденном характере тепловыделения устойчивый гладкий детонационный фронт — более вероятное явление, чем неустойчивый. Наоборот, при нормальном законе тепловыделения справедливо обратное утверждение [16]. Следовательно, путем увеличения β и γ иногда можно добиться превращения негладкого детонационного фронта в гладкий, а уменьшением этих параметров — достичь обратного эффекта. Эти выводы согласуются со всеми имеющимися экспериментальными данными, и их можно использовать для получения качественных результатов, когда для применения точной теории [33] недостает исходных данных. Покажем это на примерах.

Разбавление жидкого ВВ инертной добавкой, аналогично переходу к менее мощному ВВ с той же E . В обоих случаях уменьшение D влечет за собой одновременное уменьшение T_0 и отношения T_0^2/Q , что приводит к уменьшению β и γ . В соответствии с этим опыт показывает, что, например, у нитроглицерина при его разбавлении метанолом гладкий детонационный фронт становится негладким. О том же свидетельствует

наличие негладкого фронта в неразбавленном нитрометане, обладающем меньшей Q по сравнению, например, с нитроглицерином.

Пересжатие детонационного фронта приводит к увеличению β и γ . Соответствующие опыты с нитрометаном и стехиометрической смесью азотной кислоты с дихлорэтаном показывают, что при этом негладкий детонационный фронт превращается в гладкий.

Наконец, вид профиля массовой скорости в гладкой детонационной волне в тетранитрометане (рис. 4) свидетельствует о том, что тепловыделение происходит по вырожденному закону. В противном случае на профиле имелось бы плато с постоянным значением u .

Следует подчеркнуть, что и в случае негладкого детонационного фронта фиксируется аналогичный профиль (см. рис. 4). Поэтому для жидких и твердых ВВ справедливо эмпирическое правило, от которого пока не наблюдалось отступлений: детонация распространяется в таком режиме, чтобы обеспечить вырожденный закон реального или (если первое невозможно) формального тепловыделения. В твердых ВВ это правило выполняется в силу их исходной негомогенности, благодаря чему в отдельных точках реакция инициируется практически мгновенно, т. е. формально период индукции равен нулю. В жидких ВВ роль таких точек играют поперечные детонационные фронты 1 и 2 (см. рис. 10). Таким образом, различие в характере протекания реакции в твердых и жидкых ВВ с негладким детонационным фронтом заключается только в том, что в первом случае неоднородности в ВВ заложены заранее, а во втором — они создаются в процессе детонации. Но оказалось, что именно это различие играет решающую роль для пределов распространения детонации [25].

Поступила в редакцию
18/X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Михельсон. Уч. зап. Импер. Московского университета. Отд. физ.-мат., вып. 10, М., 1893, стр. 1—92.
2. D. L. Chapman. Phil. Mag., 1899, **47**, 90.
3. E. Jouget. Macamique des Explosifs. Paris, 1917.
4. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1940, **10**, 542.
5. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
6. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчян. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
7. C. Satterfield, A. C. Finch. J. Chem. Soc., 1928, 2094.
8. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
9. A. W. Satterfield, T. E. Hollingshead, M. Malin. J. Appl. Phys., 1956, **27**, 963.
10. А. Н. Дремин, О. К. Розанов. Докл. АН СССР, 1961, **139**, 137.
11. А. Н. Дремин, О. К. Козапов, V. S. Тгофимов. Combust. Flame, 1963, **7**, 153.
12. А. Н. Дремин, О. К. Розанов. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, **2**, 93.
13. Я. Б. Зельдович, С. Б. Кормер и др. Докл. АН СССР, 1961, **138**, 1333.
14. Я. Б. Зельдович, С. Б. Кормер и др. Докл. АН СССР, 1964, **158**, 5.
15. С. Н. Буравова, А. Н. Дремин и др. ПМТФ, 1963, **4**, 101.
16. А. Н. Дремин, С. Д. Савров. ФГВ, 1966, **2**, 1, 36.
17. А. Н. Дремин, К. К. Шведов, В. А. Веретенников. Сб. «Взрывное дело», № 59/9, 1963.
18. А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ПМТФ, 1964, **2**.
19. А. Н. Дремин, О. К. Розанов, И. Г. Коба. ФГВ, 1965, **3**, 93.
20. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1967, **3**, 1, 9.
21. R. I. Soloukhin. 11-th Symposium on Combustion, 1967.

22. R. W. White. Phys. of Fluids, 1961, **4**, 4.
 23. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1966, **2**, 3, 19.
 24. С. С. Рыбанин. ФГВ, 1966, **2**, 1.
 25. A. N. Dremin, V. S. Trofimov. X-th Symposium on Combustion, 1964.
 26. А. Н. Дремин, С. Д. Савров. ФГВ, 1966, **2**, 4.
 27. A. W. Satterfield, W. S. Davis, I. R. Travis. Phys. of Fluids, 1961, **4**, 498.
 28. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, А. Н. Андреевский. Научно-технические
 проблемы горения и взрыва, 1965, 2.
 29. С. Н. Буравова, А. Н. Дремин, В. В. Якушев. ФГВ, 1967, **3**, 3.
 30. А. С. Соколик. Самовоспламенение и детонация в газах. М., 1960.
 31. К. И. Щелкин. ЖЭТФ, 1959, **36**, 2, 600.
 32. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопроводность в химической
 кинетике. М., Изд-во АН СССР, 1947.
 33. J. J. Егрепбек. Phys. of Fluids, 1962, **5**, 604.

УДК 534.222.22+541.427.6

О ПРИРОДЕ КРИТИЧЕСКОГО ДИАМЕТРА ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

А. Н. Дремин, В. С. Трофимов

(Москва)

Наименьший диаметр заряда взрывчатого вещества (ВВ), при котором еще возможно распространение незатухающей детонационной волны, называют критическим диаметром детонации d_{kp} .

Ю. Б. Харитон [1, 2] впервые пришел к выводу, что существование d_{kp} можно объяснить только вне рамок классической теории детонации, т. е. явно учитывая конечное значение a ширины детонационного фронта. Согласно Харитону, при конечном диаметре заряда d из зоны реакции происходит разброс непрореагированного ВВ в стороны, что ведет к бесполезной для детонации потере энергии и затуханию процесса при $d < d_{kp}$.

На идею Харитона в той или иной степени опираются все современные теории неидеальной, т. е. протекающей при $d < \infty$ детонации [2—10]. Несмотря на разнообразие исходных предпосылок, лежащих в основе этих теорий, они решают вопрос о природе критического диаметра, исходя из одних и тех же физических представлений, а именно в них неявно предполагается, что

$$d_{kp} = d_{ct}, \quad (1)$$

где d_{ct} — наименьший диаметр заряда, при котором возможно распространение стационарной детонационной волны. Последняя характеризуется постоянством не только скорости детонации D , но и всего потока ВВ и продуктов взрыва (ПВ) относительно системы координат, связанной с ее фронтом. В дальнейшем, если не делается специальных оговорок, подразумевается именно такая система координат.

Возникновение турбулентного потока при детонации негомогенных ВВ, а также гомогенных ВВ, у которых гладкий детонационный фронт неустойчив [11—14], не является существенным препятствием на пути такого рассмотрения, поскольку и в этих случаях усредненная детонационная волна может быть стационарной.

Таким образом, в указанных работах фактически считается, что незатухающая детонационная волна должна быть стационарной, так как