

ОТКРЫТИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ ДЕТОНАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ В XX ВЕКЕ

А. Н. Дрёмин

Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка

Дан обзор результатов экспериментальных наблюдений, которые не могли получить удовлетворительного объяснения с позиции теории детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга, а именно: пульсирующая детонация некоторых жидких взрывчатых веществ (ВВ); слабая зависимость времени детонационного превращения гетерогенных зарядов от их структуры (размера частиц, состояния — твердого или жидкого и т. д.) при сильной зависимости критического диаметра детонации от структуры; исключительно слабая зависимость скорости детонации жидких ВВ от диаметра заряда при значительной величине критического диаметра их детонации. Показано, что эти исследования привели: 1) к обнаружению характерного для каждого гетерогенного ВВ давления ударной волны p^* и характерной начальной плотности ρ_0^* таких, что при их меньших значениях ВВ претерпевает превращение по механизму горячих точек (зависит от структуры заряда), а при больших — по гомогенному механизму (не зависит от структуры заряда), 2) к открытию и введению в теорию детонации двух новых теоретических понятий: понятие явления срыва химической реакции во фронте ударной волны волнами разрежения и понятие «ударного скачка», которое отражает специфический характер действия ударных волн на сложные многоатомные молекулы конденсированных ВВ. Показано также, что обнаружение параметров p^* и ρ_0^* и открытие явления срыва и «ударного скачка» позволили экспериментально подтвердить объяснения вышеуказанных наблюдений, несовместимых с теорией детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга; предложить структуру фронта детонационных волн как в гомогенных (устойчивых и пульсирующих), так и в гетерогенных ВВ, главным свойством которых является превращение ВВ (частичное или полное в зависимости от его мощности и начальной плотности) еще в ударном фронте волны, а также предложить принципиально новые представления о природе критического диаметра детонации гомогенных и гетерогенных ВВ.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что детонация была открыта в начале восьмидесятых годов XIX столетия двумя группами французских ученых: Малляром и Лешателье [1], а также Бертло и Вьелем [2]. Следует, однако, отметить, что на службу человечеству это явление было поставлено еще в шестидесятые годы того же столетия знаменитым Нобелем, который применил для возбуждения взрыва изобретенный им инициатор на основе инициирующего взрывчатого вещества (ВВ).

Первая гидродинамическая теория детонации была развита Михельсоном [3], Чепменом [4] и Жуге [5]. В их работах детонационная волна (ДВ) была представлена ударной волной (УВ) с экзотермической химической реакцией в ее фронте. Это был самый значительный шаг в создании теории явления. Теория Михельсона — Чепмена — Жуге оказалась ис-

ключительно успешной в расчетах кинематических параметров идеальной детонации. Однако она не могла дать объяснений пределу распространения детонации, так как не предлагала механизма детонационного превращения ВВ. Заметным улучшением теории в этом плане явились исследования Гриба [6], Зельдовича [7], фон Неймана [8] и Дёринга [9]. Теория детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга, по существу, и появилась как ответная реакция на необходимость в теории, способной интерпретировать пределы детонации. По этой теории вещество вначале сжимается в ударном фронте ДВ, а затем образовавшийся слой ударно-сжатого вещества самовоспламеняется и горит, при этом скорость горения в точности равна скорости ударного фронта. Представление о химике во фронте детонационной волны является основным в теории Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга, и поэтому многократное эксперимен-

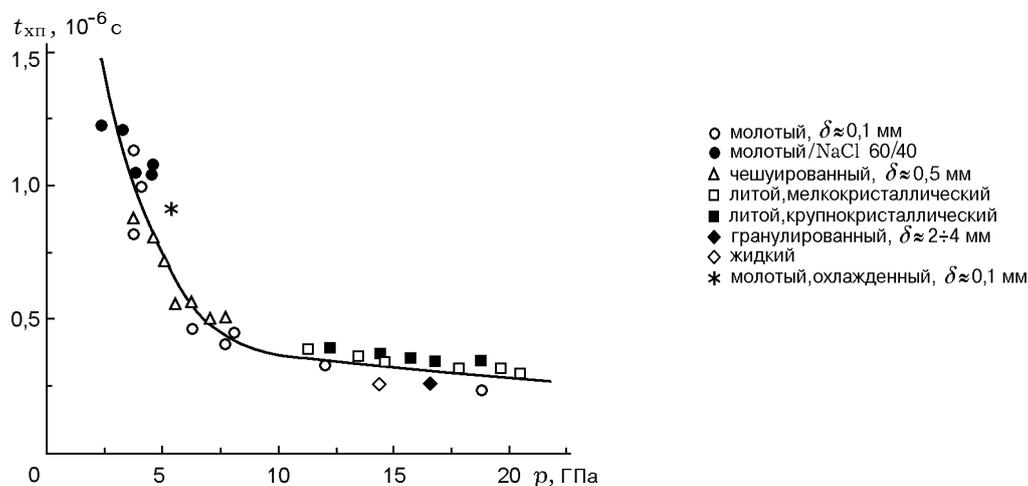


Рис. 1. Зависимость ширины химпика $t_{\text{хп}}$ от давления детонации тротила:
 δ — размер частиц

тальное наблюдение химпика рассматривалось как ее сильное подтверждение. Однако интерпретация пределов на основе предложенного механизма превращения не была полностью успешной. Более того, обнаружались факты, несовместимые с теорией детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга.

Первым экспериментальным наблюдением, несовместимым с указанной одномерной теорией детонации, является пульсирующая детонация — явление заведомо многомерное. Пульсирующая детонация наблюдается не только в газах, но и в некоторых жидких ВВ. Второе экспериментальное наблюдение, несовместимое с названной теорией детонации, относится к гетерогенным конденсированным ВВ. Было установлено, что структура гетерогенных зарядов (размер частиц ВВ и их структура — монокристаллы или фрагменты раздробленного литого заряда, природа наполнителя в порах, состояние ВВ — жидкое или твердое и т. д.) слабо влияет на время детонационного превращения ВВ (т. е. на ширину химпика $t_{\text{хп}}$, обычно измеряемую на оси заряда) [10, 11]. В то же время хорошо известно, что структура зарядов гетерогенных ВВ существенно влияет на критический диаметр их детонации ($d_{\text{кр}}$). В качестве примера на рис. 1 приведены данные для тротила [10, 11]. Видно, что значения $t_{\text{хп}}$, соответствующие зарядам самой разной структуры, в пределах погрешности измерений ($10 \div 20$ %) лежат на одной кривой. В то же время, например, значения $d_{\text{кр}}$ для жидкого и твердого тротила в зарядах одной

и той же плотности различаются значительно: у жидкого тротила $d_{\text{кр}} \approx 60$ мм, а у твердого в зависимости от исходного размера частиц $d_{\text{кр}} = 5 \div 10$ мм. Но значение $d_{\text{кр}}$ по всем существующим теориям, так или иначе основанным на теории детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга (например, Розинга и Харитона [12], Эйринга с сотрудниками [13], Дубнова [14], Иванса [15], Ремпеля [16]), пропорционально $t_{\text{хп}}$, величина которого, как показывает эксперимент, практически не зависит от структуры зарядов. Это явное противоречие.

Третье экспериментальное наблюдение, несовместимое с теорией детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга, касается гомогенных жидких ВВ. Оно состоит в том, что скорость их детонации почти не зависит от диаметра зарядов при значительной величине $d_{\text{кр}}$. Известно, что для гетерогенных ВВ скорость детонации зависит от диаметра заряда в довольно широком диапазоне диаметров: при больших диаметрах она равняется скорости Чепмена — Жуге, а с уменьшением диаметра до критического может уменьшиться на десятки процентов (рис. 2). Для зарядов гомогенных ВВ скорость детонации при всех диаметрах заряда, вплоть до критического, изменяется незначительно. Удивительно здесь то, что, как уже говорилось, согласно многим исследованиям, основанным на модели детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга [12–16], величина $d_{\text{кр}}$ пропорциональна $t_{\text{хп}}$, при этом интервал диаметров зарядов, в котором скорость детонации зависит от диа-

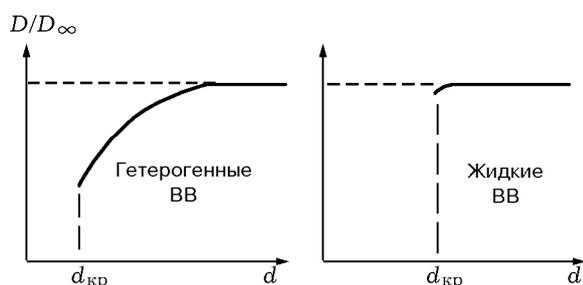


Рис. 2. Зависимость приведенной скорости детонации D/D_∞ от диаметра заряда для гетерогенных и жидких взрывчатых веществ

метра, также пропорционален этому времени. В соответствии с выводами этих исследований экспериментально установлено, что чем больше $t_{\text{хп}}$, тем в большем диапазоне диаметров изменяется скорость детонации и, наоборот, чем меньше $t_{\text{хп}}$, тем в меньшем диапазоне диаметров изменяется скорость детонации. В пределе, если нет зависимости скорости детонации от диаметра заряда, значение $t_{\text{хп}}$ должно было бы стремиться к нулю. Но в этом случае и критический диаметр $d_{\text{кр}}$ должен был бы стремиться к нулю, что явно противоречит эксперименту с однородными ВВ. Например, скорость детонации нитрометана ($\approx 6,3$ км/с при комнатной температуре) уменьшается вблизи критического диаметра детонации буквально на доли процента и тем не менее значение $d_{\text{кр}}$ достигает 18 мм [17].

Настоящая работа является кратким обзором результатов исследований вышеуказанных противоречий и открытий, сделанных при этом.

ФОРМА ФРОНТА И КРИТИЧЕСКИЙ ДИАМЕТР ДЕТОНАЦИИ ГЕТЕРОГЕННЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

Связь критического диаметра детонации с формой фронта ДВ, как будет показано ниже, имеет непосредственное отношение ко второму из вышеуказанных противоречий, суть которого, напомним, сводится к следующему. С одной стороны, ширина химпика $t_{\text{хп}}$ слабо зависит от структуры заряда, а с другой стороны, критический диаметр детонации, значения которого по всем существующим теориям пропорциональны $t_{\text{хп}}$, зависит сильно.

Известно, что чувствительность гетерогенных конденсированных ВВ к возбуждению в

них детонации ударными волнами существенно зависит от структуры заряда. Известно также, что структура заряда влияет на закономерности выделения энергии ВВ при его превращении по так называемому механизму горячих точек. Поэтому многие исследователи полагали, что превращение конденсированных ВВ при всех давлениях ударной волны, вплоть до детонационных, протекает по механизму горячих точек [18].

То, что превращение гетерогенных конденсированных ВВ по механизму горячих точек происходит не при любых давлениях ударной волны, стало ясно по обнаружении характерного для каждого заряда ВВ давления ударной волны p^* . Было установлено, что при меньших давлениях структура заряда влияет на скорость выделения энергии ВВ и, наоборот, при больших — не влияет [19]. При этом оказалось, что значение p^* приблизительно равно критическому давлению инициирования детонации в зарядах ВВ максимальной плотности ($\rho_{0,\text{max}}$), которое, в свою очередь, приблизительно равно половине давления детонации этих зарядов [20].

Известно, что давление в различных частях искривленного детонационного фронта в заряде конечного диаметра не одно и то же: его значение максимально на оси и убывает под действием боковых волн разрежения в направлении от оси к боковой поверхности заряда. По этой причине давление во фронте волны вблизи боковой поверхности всегда меньше p^* , и, следовательно, структура заряда оказывает там влияние на закономерности выделения энергии ВВ. Эти результаты, а также тот факт, что критический диаметр детонации гетерогенных конденсированных ВВ зависит от структуры заряда, дали основание предположить, что критический диаметр детонации гетерогенных ВВ зависит от закономерностей выделения их энергии во фронте ДВ вблизи боковой поверхности заряда, а не на его оси, где обычно измеряется $t_{\text{хп}}$. Специально выполненные экспериментальные [21] и теоретические [22, 23] исследования подтвердили справедливость этой идеи.

Хорошо известно, что в одномерной детонации (т. е. при диаметре заряда, намного большем критического) выделение энергии превращения ВВ в продукты детонации происходит в дозвуковой зоне во фронте ДВ. При этом вся выделившаяся энергия идет на под-

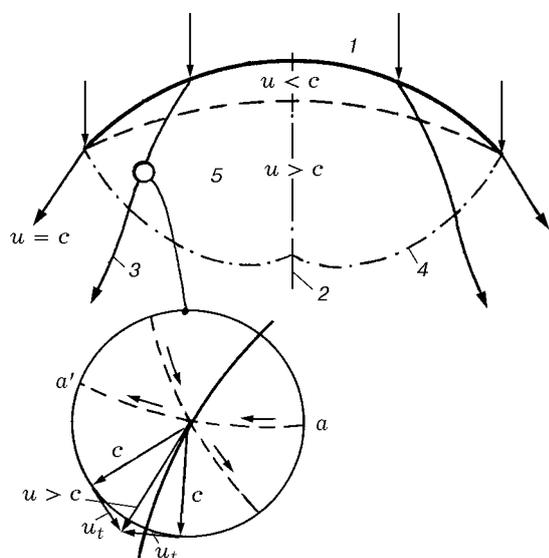


Рис. 3. Схема потоков вблизи ударного фронта (1) детонационной волны в заряде гетерогенного конденсированного ВВ:

2 — ось заряда, 3 — линии тока, 4 — линии Маха, ограничивающие зону влияния 5, $u < c$ — дозвуковая зона, $u > c$ — сверхзвуковая зона, u_t — тангенциальная составляющая скорости потока

держание волны и никакие слабые возмущения из тыла волны не могут проникнуть в дозвуковую зону. В неидеальной детонации все меняется. Во-первых, реакция превращения вещества не заканчивается в дозвуковой зоне; она продолжается и в сверхзвуковом потоке. Во-вторых, возмущения из некоей зоны сверхзвукового потока (зоны влияния) могут проникать в дозвуковую зону. Это следует из того экспериментального факта, что в зарядах конечного диаметра звуковая поверхность стационарной ДВ всегда направлена выпуклостью так же, как и ударный фронт [21] (рис. 3). В этом случае зона влияния ограничивается теми линиями Маха, которые, начинаясь на оси заряда в сверхзвуковом потоке, пересекают детонационный фронт у боковой поверхности заряда одновременно со звуковой поверхностью. Любые возмущения из этой зоны влияния (например, из точки, обозначенной кружком на линии тока 3), двигаясь влево вдоль линии Маха aa' , будут достигать дозвуковой зоны и влиять на фронт волн. В то же время, в отличие от основных положений большинства существующих теорий критического диаметра детонации, никакие возмущения с боковой поверхности заряда проникнуть в дозвуковую зону и тем самым повлиять на фронт волны не могут.

В теоретических исследованиях [22, 23] формы фронта ударной волны с экзотермической реакцией во фронте было показано, что общепринятая структура расходящегося потока сразу за фронтом детонационной волны в зарядах любого конечного диаметра не соответствует действительности. Кривизна указанных линий тока, как оказалось, определяется двумя факторами: боковой волной разрежения и экзотермической реакцией превращения ВВ в продукты детонации. При этом волна разрежения искривляет эти линии от оси заряда, а под действием экзотермической реакции они изгибаются к оси. При диаметре больше критического линии тока после их преломления в ударном фронте изгибаются в дозвуковой зоне и зоне влияния к оси заряда (как показано на рис. 3) и тем самым как бы придерживают реагирующее вещество, предохраняют его от бокового разбрасывания. С уменьшением диаметра заряда интенсивность волны разрежения усиливается, а интенсивность выделения энергии ВВ падает, так что при диаметре заряда меньше критического линии тока сразу после преломления их в ударном фронте ДВ изгибаются от оси заряда. Критическому же диаметру, согласно этим исследованиям, соответствует тот диаметр заряда, при котором указанные линии тока вблизи боковой поверхности остаются прямыми.

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ДЕТОНАЦИИ ОТ ДИАМЕТРА ЗАРЯДА И КРИТИЧЕСКИЙ ДИАМЕТР ДЕТОНАЦИИ ЖИДКИХ ВВ

Нижеследующее имеет непосредственное отношение к третьему из указанных во введении экспериментальных наблюдений, несовместимых с теорией детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга. Суть его, напомним, сводится к следующему. С одной стороны, скорость детонации жидких ВВ почти не зависит от диаметра заряда, а с другой стороны, значение критического диаметра их детонации не стремится к нулю, как это требуют теории неидеальной детонации, основанные на теории детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга [12–16].

Первоначальные исследования по выявлению причин пренебрежимо слабой зависимости скорости детонации жидких ВВ от диаметра заряда при значительной величине критического диаметра их детонации основывались на представлениях о механизме детонацион-

ного превращения ВВ в пульсирующей детонации; на представлениях, развитых К. И. Щёлкиным и Я. К. Трошиным [24]. Дело в том, что исследования проводились с нитрометаном и его смесями с ацетоном, для которых уже было установлено, что в этом случае детонация также пульсирующая [25, 26]. В то время, а это было в конце пятидесятых — начале шестидесятых годов, верилось, что детонация всех жидких ВВ, как и всех газовых систем, является пульсирующей.

Щёлкин был первый, кто догадался, что так называемая многоголовая спиновая детонация является проявлением кинетической неустойчивости детонационного фронта. Волны с неустойчивым детонационным фронтом он назвал пульсирующей детонацией. При этом он показал, что спиновая детонация, которая до этого считалась самостоятельным, отличным от нормальной детонации явлением, на самом деле является пределом пульсирующей детонации [27]. (Следует отметить, что в исследовании спиновой и пульсирующей детонации основной вклад внесли ученые Института гидродинамики СО АН СССР и Института химической физики АН СССР [24, 28, 29].)

Основываясь на модели детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга, Щёлкин доказывал, что основным элементом спиновой и пульсирующей детонации являются косые ударные волны, появляющиеся на ударном фронте основной детонационной волны вследствие кинетической неустойчивости ее плоскости воспламенения. Таким образом, Щёлкин рассматривал пульсирующую детонацию как тонкую структуру указанной детонационной модели; пульсирующая детонация являлась как бы третьим приближением, всего лишь легким возмущением модели. В этом смысле, теория детонации Михельсона — Чепмена — Жуге является первым приближением, а теория Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга — вторым. Щёлкин был уверен, что пульсирующая детонация повышает «живучесть» детонационной волны [30]; по его мнению, когда детонационная волна ослабевает и реакция за ее ударным фронтом протекает замедленно, тогда и появляются на ее химике косые ударные волны. При этом превращение вещества осуществляется по механизму локальных взрывов, возникающих в местах двойных соударений трехударных конфигураций, которые возникают автоматически с появлением косых

ударных волн [24]. Согласно Щёлкину — Трошину [24] реакция в пульсирующем фронте возникает только в местах этих соударений. Более того, и само существование трехударных конфигураций в стационарной детонации также обусловлено наличием их соударений друг с другом или со стенкой достаточно жесткой оболочки; отдельная трехударная конфигурация без этих соударений неминуемо затухает. Соударения же ведут к появлению локальных взрывов, которые порождают новые трехударные конфигурации, и т. д. Указанная последовательность никогда не прекращается во фронте стационарной детонационной волны.

В соответствии с логикой вышеизложенного механизма детонационного превращения ВВ в пульсирующем детонационном фронте последовательность: локальные взрывы → образование трехударных конфигураций и их соударения → новые локальные взрывы и т. д. — должна обязательно прекратиться на краю фронта у свободной боковой поверхности заряда, так как граничные трехударные конфигурации не имеют там партнеров для соударения. По этой причине у открытой (без оболочки) боковой поверхности не могут возникать локальные взрывы и, следовательно, не могут появляться новые трехударные конфигурации. Это, в свою очередь, приведет к невозникновению соседних, отстоящих далее от свободной поверхности локальных взрывов и порождаемых ими трехударных конфигураций, и т. д. На поверхности детонационного фронта должна возникнуть волна последовательного (от свободной поверхности к оси заряда) исчезновения локальных взрывов.

Волны исчезновения локальных взрывов действительно были обнаружены экспериментально [31]. В этих экспериментах детонационная волна, распространяющаяся в металлической трубе, переходит в объем, заполненный тем же ВВ (рис. 4). При движении в трубе фронт детонационной волны занимает все сечение трубы, так как трехударные конфигурации сталкиваются со стенками металлической трубы и при этом возникают локальные взрывы, так же как и при столкновении трехударных конфигураций между собой. Ситуация резко меняется при выходе детонационной волны из трубы в объем; на срезе трубы трехударной конфигурации не с чем сталкиваться, и это приводит к появлению волны исчезновения локальных взрывов.

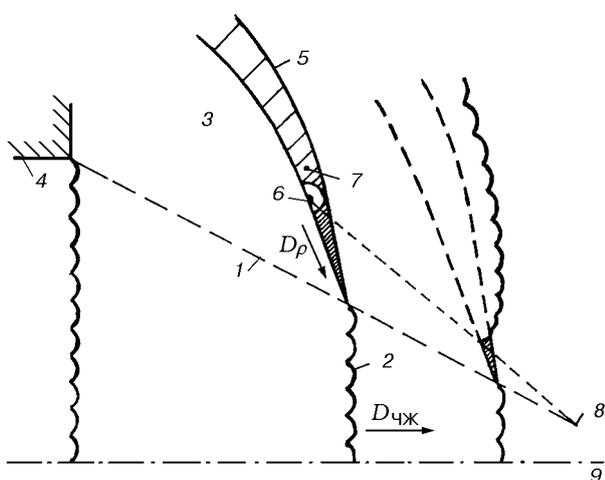


Рис. 4. Схема образования волны последовательного невозникновения локальных взрывов (1) во фронте пульсирующей детонации (2) при ее выходе в объем (3) из металлической трубы (4) диаметром, большим критического; образования присоединенной ударной волны (5); возникновения детонации (в точке 6) ударно-сжатого ВВ (7) и восстановления фронта детонационной волны на всё сечение заряда после догона в точке (8) фронта волны невозникновения локальных взрывов детонацией ударно-сжатого ВВ:

9 — ось заряда, $D_{\text{ЧЖ}}$ — скорость детонации Чепмена — Жуге, D_{ρ} — скорость детонации ударно-сжатого ВВ за фронтом присоединенной ударной волны

До выполнения экспериментов по перепусканию детонационной волны из металлической трубы в объем казалось, что волны исчезновения локальных взрывов, раз возникнув, должны были бы неминуемо привести к гибели детонационной волны при любом диаметре заряда без оболочки. Но эксперимент показал, что это не так. Выяснилось, что под действием высокого давления продуктов детонации после исчезновения локальных взрывов возникает присоединенная к сокращающемуся детонационному фронту ударная волна (см. рис. 4). При определенной толщине слоя ударно-сжатого ВВ на некотором расстоянии за фронтом волны исчезновения локальных взрывов возникает детонация ударно-сжатого ВВ. При диаметре заряда больше критического это приводит к восстановлению фронта детонационной волны снова на всё сечение заряда. Происходит это за счет того, что детонация ударно-сжатого ВВ распространяется к оси заряда со скоростью, существенно большей скорости фронта волны

исчезновения локальных взрывов, догоняет его и тем самым прекращает дальнейшую гибель локальных взрывов, выполняя роль недостающего партнера для соударений собирающихся вот-вот погибнуть трехударных конфигураций.

Из вышеизложенного следует, что понятие волны исчезновения локальных взрывов, принципиальное для понимания природы критического диаметра пульсирующей детонации, было введено на основе механизма превращения вещества, предложенного Щёлкиным и Тропиным [24]. Однако к моменту обнаружения волн исчезновения локальных взрывов в пульсирующей детонации нитрометана и его смесей с ацетоном были обнаружены детонационные волны и с устойчивым фронтом [32]. Устойчивый детонационный фронт отражает луч видимого света, как зеркало, в противоположность неустойчивому фронту пульсирующей детонации, который такой же свет рассеивает. В устойчивом детонационном фронте нет локальных взрывов, реакция возникает одновременно по всей его поверхности. Однако оказалось, что при выходе детонационной волны с устойчивым фронтом из металлической трубы в объем, так же как и в случае пульсирующей детонации, наблюдается сокращение поверхности детонационного фронта. Это наблюдение привело к осознанию того, что сокращение поверхности детонационного фронта происходит не за счет изложенного выше механизма последовательного невозникновения локальных взрывов; стало ясно, что обнаружено нечто новое, характерное для всех гомогенных ВВ. Для краткости оно было названо явлением срыва. Из вышеизложенного следует, что это срыв химической реакции во фронте ударных волн под действием волн разрежения.

Рассмотрим, в чем суть этого явления и когда оно проявляется. Явление срыва химической реакции во фронте ударных волн под действием волн разрежения проявляется только в случае медленной кинетики энерговыделения ВВ, которая характеризуется периодом индукции с последующим самовоспламенением ВВ. Превращение гомогенных ВВ часто описывают закономерностями теплового взрыва [33]. Известно, что период индукции, составляющий основную часть полного времени взрыва, является сильной экспоненциальной функцией состояния ВВ. Поэтому из физических соображений ясно, что для любой на-

чальной температуры может быть найдено такое быстрое ее падение во времени, что период индукции всегда будет превышать «время жизни» ВВ в каждом промежуточном ударно-сжатом состоянии. В этих условиях самовоспламенение не может произойти вообще. Это и есть срыв.

Таким образом, срыв реакции во фронте ударной волны возможен только в том случае, когда закономерности выделения энергии ВВ характеризуются периодом индукции с последующим самовоспламенением. Если же скорость превращения ВВ максимальна сразу за фронтом волны (быстрая кинетика), срыва не может быть. В связи с этим следует отметить, что вышеизложенные представления о критическом диаметре детонации гетерогенных ВВ, основанные на рассмотрении формы фронта стационарной ударной волны с экзотермической реакцией, применимы только тогда, когда выделение энергии во всех участках искривленного фронта волны следует закономерностям быстрой кинетики. Другими словами — только тогда, когда срыва реакции во фронте детонационной волны у боковой поверхности заряда нет.

Проявление срыва химической реакции в устойчивой детонации более сложное по сравнению с пульсирующей детонацией [32]. В пульсирующей детонации скорость волны срыва реакции в детонационном фронте боковой волной разрежения постоянна (при движении к оси заряда) и слабо зависит от диаметра заряда. Причина этого состоит в том, что закономерности выделения энергии во фронте волны характеризуются медленной кинетикой; боковая волна разрежения здесь срывает самовоспламенение уже имеющегося во фронте волны ударно-сжатого вещества. В устойчивой детонации скорость волны срыва уменьшается с увеличением диаметра заряда и, кроме того, изменяется по мере движения к оси. Причина этого состоит в том, что закономерности выделения энергии в устойчивом фронте волны, как будет показано ниже, характеризуются быстрой кинетикой. В этом случае срыв, как уже говорилось, не может возникнуть. Поэтому сначала боковая волна разгрузки ослабляет участки фронта детонационной волны у боковой поверхности заряда настолько, что превращение ВВ за ними начинает следовать закономерностям медленной кинетики. И только тогда проявляется срыв. Этим и определяется

более сложное по сравнению с пульсирующей детонацией проявление срыва реакции в устойчивой детонации.

Указанные различия в проявлении срыва реакции во фронте детонационной волны боковыми волнами разрежения в пульсирующей и устойчивой детонации не играют существенной роли в отношении слабой зависимости скорости детонации жидких ВВ от диаметра заряда вблизи критического диаметра. Оказалось, что независимо от того, является ли детонационная волна устойчивой или неустойчивой, она распространяется вдоль оси заряда со скоростью Чепмена — Жуге, если волны срыва не перекроют полностью сечение трубы. Детонация в центре действительно ничего «не знает» о событиях в соседних местах, расположенных дальше от оси заряда. И наоборот, детонация прекращается, если волны срыва перекрывают всё сечение трубы.

Таким образом, проведенное исследование позволило дать убедительное объяснение несовместимого с теорией детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга экспериментального факта независимости скорости детонации жидких ВВ от диаметра заряда при конечной величине их критического диаметра, и тем самым, по существу, предложить принципиально новое представление о природе критического диаметра детонации однородных конденсированных ВВ. Как и в случае гетерогенных конденсированных ВВ, здесь критический диаметр детонации также не зависит от закономерностей выделения энергии за фронтом детонационной волны на оси заряда; его значение определяется срывом реакции во фронте детонационной волны боковой волной разрежения и преодолением срыва возникновения реакции в ударно-сжатом ВВ за присоединенной ударной волной, возникающей под действием срыва.

Явление срыва лежит в основе всех пределов детонации однородных ВВ: не только предела распространения, но и пределов возбуждения и устойчивости [32]. Так, предельная (минимальная) интенсивность ударной волны, способной возбудить детонацию в жидких ВВ, также определяется ее способностью преодолеть срыв самовоспламенения ударно-сжатого ВВ, возникающего за фронтом волны в силу медленной кинетики превращения ВВ. Если срыв преодолен, произойдет самовоспламенение и возникнет детонация.

Что касается предельных условий устойчивости детонационного фронта, следует иметь в виду, что нормальная детонация в физически однородных ВВ всегда возникает из пересжатого режима и вопрос о том, будет ли возбуждаемая детонационная волна устойчивой или пульсирующей, решается именно во время перехода пересжатой детонационной волны в нормальный режим. Если в процессе этого перехода срыва реакции во фронте волны не произойдет, детонационная волна в нормальном режиме будет устойчивой, и, наоборот, если срыв произойдет, возникнет пульсирующая детонация.

При инициировании детонации ударными волнами в однородных ВВ пересжатие всегда очень сильное, так как пересжатые детонационные волны, как правило, возникают в исходном ВВ под действием детонации слоя ударно-сжатого ВВ. Детонация ударно-сжатого ВВ возникает вследствие чрезвычайно быстрого выделения энергии в процессе его самовоспламенения. Давление этой детонации существенно выше (в основном за счет увеличения плотности ВВ при его сжатии инициирующей ударной волной) давления нормальной детонации. Например, давление детонации нитроглицерина, сжатого ударной волной критической интенсивности (≈ 12 ГПа), равно ≈ 50 ГПа, в то время как давление его нормальной детонации равняется ≈ 27 ГПа [17]. Поэтому и не удивительно, что в случае, когда детонация в ударно-сжатом ВВ догоняет фронт инициирующей ударной волны, она вызывает в исходном ВВ сильно пересжатую детонацию.

Из-за ограничений толщины слоя ударно-сжатого ВВ возникшая пересжатая детонационная волна быстро затухает (сильная тыльная волна разряжения). В этих условиях срыв реакции превращения ВВ во фронте волны не возникнет только в том случае, если это превращение будет протекать по закономерностям быстрой кинетики, при которой самовоспламенение ВВ происходит без задержки, сразу за ударным фронтом волны. Как правило, это проявляется у мощных жидких ВВ, поэтому их детонация устойчива.

Действие тыльной волны разрежения приводит к немедленному срыву химической реакции во фронте волны, если выделение энергии ВВ будет изначально (или станет в процессе затухания) следовать закономерностям медленной кинетики. Срыв реакции приво-

дит при этом к исчезновению химпика. Далее под действием высокого давления продуктов уже сдетонировавшей части ВВ возникает слой ударно-сжатого ВВ, параметры состояния которого (давление и его градиент) изменяются так, что по прошествии характерного для него периода индукции на границе раздела «продукты детонации / ударно-сжатое ВВ» срыв преодолевается, происходит самовоспламенение ударно-сжатого ВВ и опять возникает его детонация, которая, в свою очередь, снова порождает в исходном ВВ сильнопересжатую детонацию, и т. д.

Указанная последовательность: слой ударно-сжатого ВВ \rightarrow его самовоспламенение и детонация \rightarrow пересжатая детонация исходного ВВ \rightarrow срыв реакции в ее фронте \rightarrow образование снова слоя ударно-сжатого ВВ, казалось бы, должна привести к так называемой одномерной неустойчивости. Ее, однако, не наблюдается вследствие того, что срыв химпика и последующее возникновение детонации ударно-сжатого ВВ, в силу случайных причин, происходят не одновременно по всей поверхности детонационного фронта, а в его отдельных местах (рис. 5). Возникшие же из

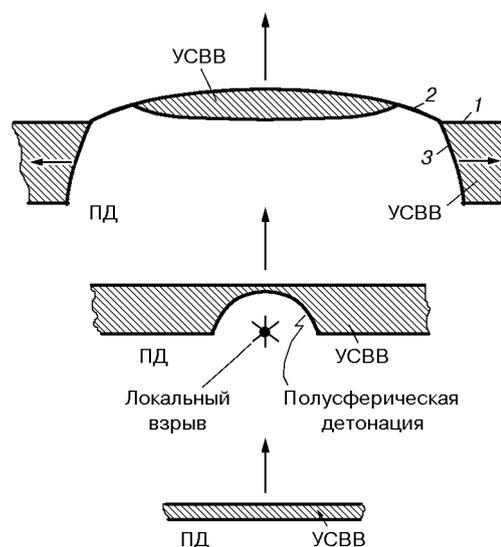


Рис. 5. Качественная схема возникновения локальных взрывов на границе раздела «продукты детонации / ударно-сжатое ВВ» (ПД/УСВВ), появления полусферических и кольцевых детонаций ударно-сжатого ВВ, а также трехударных конфигураций во фронте пульсирующей детонации:

1 — прямая, 2 — косая и 3 — поперечная волны с трехударными конфигурациями

отдельных очагов детонации ударно-сжатые ВВ распространяются полусферическими волнами, догоняют передний край слоя этих ВВ и вызывают в исходном ВВ очаги расходящейся пересжатой детонации. Снижение параметров за фронтом таких волн естественно происходит быстрее, чем в случае плоской одномерной волны, и поэтому срыв химической реакции здесь происходит легче. После срыва химической реакции за фронтом расходящейся пересжатой детонационной волны детонация в слое ударно-сжатого ВВ распространяется в виде кольца, в центре которого образуется и растёт (по диаметру и толщине) диск ударно-сжатых ВВ. При благоприятных условиях в центре этого диска на границе раздела «продукты детонации / ударно-сжатое ВВ» срыв преодолевается и опять возникает детонация ударно-сжатого ВВ.

Поперечное сечение кольцевых детонаций имеет вид трехударной конфигурации, состоящей из прямой ударной волны, поперечной детонационной волны и косой волны. Специально выполненными исследованиями было показано, что давление прямой ударной волны с трехударной конфигурацией в нормальной пульсирующей детонации близко к давлению Чепмена — Жуге ($p_{чж}$) [17]. Поперечная волна — это детонация ударно-сжатого ВВ за прямой ударной волной; ее давление может достигать удвоенного значения давления Чепмена — Жуге. Косая волна вблизи тройной точки является пересжатой детонацией исходного ВВ, возникающей под действием высоких давлений поперечной детонационной волны ударно-сжатого ВВ. Интенсивность косой волны по мере удаления от тройной точки быстро убывает; на некотором расстоянии от тройной точки химическая реакция срывается и косая волна переходит в прямую ударную волну. (В принципе, реакция за фронтом косой волны тоже может быть подвержена явлению срыва, и поэтому косая волна может быть также неустойчивой (так называемая «тонкая структура») [20, 24].)

Из вышеизложенного следует, что представления Щёлкина о модели пульсирующей детонации как о тонкой структуре модели детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга оказались ошибочными. С позиции явления срыва стала очевидной невозможность вообще модели детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга с ее П-образным профилем химика, так как детонационные волны

с такой закономерностью выделения энергии являются пульсирующими. Модель же пульсирующей детонации не имеет ничего общего с моделью детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга потому, что трехударные конфигурации в ее фронте возникают и перемещаются в слое ударно-сжатого ВВ с давлением, близким давлению Чепмена — Жуге, а не химика, как полагал Щёлкин [24, 30].

РЕАКЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ РАЗЛИЧНОЙ НАЧАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ НА ДЕЙСТВИЕ УДАРНЫХ ВОЛН И СТРУКТУРА ФРОНТА ИХ ДЕТОНАЦИИ

Сравнительно недавно было обнаружено, что у гетерогенных конденсированных ВВ существует такая плотность ρ_0^* , что если ВВ имеет плотность $\rho_0 < \rho_0^*$, то выделение энергии происходит с максимальной скоростью непосредственно во фронте УВ любой интенсивности, вплоть до детонационной. При $\rho_0 \approx \rho_0^*$ и критическом давлении инициирующей ударной волны максимальная скорость выделения энергии достигается на некотором расстоянии за фронтом, так называемый профиль волны с «горбом», при этом с ростом интенсивности ударной волны «горб» увеличивается и надвигается на фронт [34].

Значение ρ_0^* соответствует 0,8 максимальной плотности ВВ ($\rho_{0,max}$). Оценка давления детонации $p_{чж}$ при плотности ВВ $\rho_0 = \rho_0^*$ (с использованием показателя политропы продуктов детонации $n = 3$) даёт величину, приблизительно равную $0,5p_{чж}(\rho_{0,max})$, т. е. совпадающую с p^* . Этот факт вместе с тем, что при $\rho_0 < \rho_0^*$ выделение энергии ВВ происходит с максимальной скоростью сразу за ударным фронтом детонационной волны, означает, что детонационное превращение гетерогенных конденсированных ВВ в зарядах с $\rho_0 < \rho_0^*$ осуществляется в основном по механизму горячих точек. (Для зарядов тротила (см. рис. 1) детонационному превращению по этому механизму соответствует начальный относительно крутой участок зависимости $t_{хп}(p_{чж})$.)

Ширина ударного фронта ДВ (δ_r) в зарядах конденсированных ВВ с $\rho_0 < \rho_0^*$, очевидно, порядка нескольких размеров частиц ВВ, т. е. при любых разумных размерах частиц она на много порядков больше ударного скачка в зарядах максимальной плотности $\rho_{0,max}$ (рис. 6).

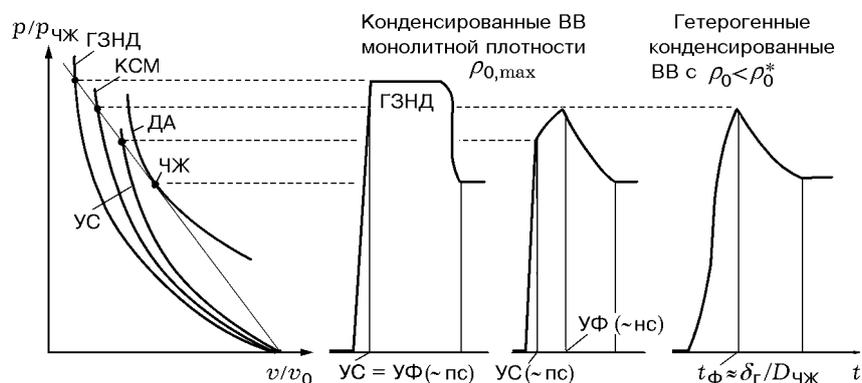


Рис. 6. Кривые сжимаемости и профили давления во фронте детонационных волн органических молекулярных ВВ, состоящих из сложных многоатомных молекул:

ГЗНД — теория Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга, УС — ударный скачок, КСМ — кривая максимального сжатия, ДА — детонационная адиабата продуктов, ЧЖ — точка Чепмена — Жуге, УФ — ударный фронт

Поэтому можно полагать, что зарождение горячих точек и частичное превращение вещества происходят уже в процессе его сжатия в ударном фронте ДВ [17]. При этом величина химика таких ДВ, естественно, будет зависеть от доли ВВ, прореагировавшего в их ударном фронте (чем больше эта доля, тем меньше их химик), а по форме он, как это и положено для быстрой кинетики выделения энергии ВВ при его превращении по механизму горячих точек, всегда острый и прогнутый вниз.

Утверждение о том, что гетерогенные конденсированные ВВ испытывают превращение по одному из механизмов: при малых давлениях ($p < p^*$) — по механизму горячих точек, при повышенных ($p > p^*$) — по гомогенному механизму, не означает, что другой механизм в это время совсем не принимает участия в процессе. На самом деле оба механизма работают одновременно, но доля переработанного вещества (доля выделившейся энергии), вносимая каждым механизмом в отдельности, зависит от начальной плотности и давления ударной волны. При $\rho_0 < \rho_0^*$ превращение вещества в основном определяется работой механизма горячих точек при всех давлениях, включая и детонационные. Естественно, что при этом действует и гомогенный механизм (в теле частиц ВВ), но его вклад мал по сравнению с вкладом механизма горячих точек. При $\rho_0 > \rho_0^*$ (т. е. при $p_{чж} > p^*$), наоборот, детонационное превращение гетерогенных конденсированных ВВ происходит в основном по гомогенному меха-

низму, при этом, естественно, механизм горячих точек тоже работает, но его относительный вклад незначительный. Происходит это, по-видимому, по следующей причине. Размер частиц ВВ всегда на много порядков превышает ширину ударного скачка, так что при столкновениях частиц в ударном фронте ДВ в их теле распространяются ударные волны. Интенсивность этих ударных волн в зарядах с $\rho_0 < \rho_0^*$ недостаточна, а в зарядах с $\rho_0 > \rho_0^*$ достаточна для самовоспламенения ВВ, другими словами, для взрывного выделения энергии.

Из вышеизложенного следует, что закономерности выделения энергии во фронте детонационной волны как в гетерогенных конденсированных ВВ с $\rho_0 > \rho_0^*$, так и в гомогенных (например, в жидких) ВВ определяются свойствами (структурой) молекул самих ВВ, а не структурой их зарядов. В этой связи следует напомнить, что теория детонации Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга, по- существу, молчаливо предполагает, что все степени свободы молекул ВВ релаксируют в ударном скачке ДВ. На самом деле, как выяснилось, это не соответствует действительности. Дело в том, что ширина ударного скачка, установленная в экспериментах по отражению луча видимого света от поверхности устойчивого фронта детонационных волн (например, в нитроглицерине или в тетранитрометане), много меньше длины волны света (что соответствует ширине ударного скачка по времени порядка пикосекунд) [32]. Время же возбуждения колебатель-

ных связей, например, в молекулах ароматических соединений (многие конденсированные ВВ являются ароматическими соединениями) варьируется в широких пределах: от долей пикосекунд до $0,1 \div 1,0$ нс, так что в ударном скачке большая часть из них не успевает возбудиться вообще.

Учитывая огромную разницу между временем нагружения ВВ в ударном скачке и временем, необходимым для возбуждения связей их сложных молекул, было высказано соображение, обоснованное численным экспериментом, о том, что кинетическая энергия молекул, которая должна делиться равномерно по всем степеням свободы за фронтом волны, в ударном скачке расходуется преимущественно на возбуждение поступательных степеней свободы, что вызывает большое повышение поступательной температуры [35]. За ударным скачком поступательная энергия молекул распределяется между остальными степенями свободы. При этом, естественно, энергия в первую очередь идет на наиболее быстро возбуждающиеся, т. е. на наиболее прочные, связи. Полное время процесса перераспределения кинетической энергии молекул по всем их внутренним степеням свободы, очевидно, равняется времени возбуждения наиболее медленно возбуждающихся связей. Если в течение этого времени поток поступательной энергии к наиболее прочным связям превысит отток их энергии за счет колебательно-колебательной релаксации, они будут пересыщены энергией и разрушатся (деструктируют) [20, 35]. Специально выполненные экспериментальные исследования реакции таких ароматических соединений, как бензол, нафталин, антрацен, на действие довольно слабых ударных волн ($11 \div 15$ кбар, $100 \div 200$ °С) подтвердили эти соображения. Было обнаружено, что указанные соединения в этих условиях претерпевают разложение, соответствующее разрушению прочных связей бензольного кольца [36]; при тех же давлении и температуре в статических условиях они не претерпевают никаких химических изменений вообще [37].

Под действием ударных волн происходит первоочередная деструкция наиболее прочных связей сложных органических молекул, времена возбуждения связей которых сильно различаются, что и составляет специфику этого типа воздействия. В статических условиях, когда время нагружения вещества, в отличие

от времени нагружения в ударных волнах, на много порядков превышает время возбуждения любых связей таких молекул, в первую очередь, естественно, разрушаются самые слабые связи.

Обнаруженный специфический характер действия ударных волн на органические ВВ, естественно, должен сказываться на структуре фронта их детонационных волн в зарядах с плотностью $\rho_0 > \rho_0^*$. Совершенно очевидно, что сжимаемость вещества в ударном скачке из-за высокой сверхравновесной поступательной температуры меньше, чем при возбуждении всех колебательных связей, включая наиболее медленно возбуждающиеся, и тем более меньше, чем это должно быть по модели Гриба — Зельдовича — Неймана — Дёринга, в которой, как уже говорилось, возбуждение всех степеней свободы подразумевается мгновенным (рис. 6).

Состояние ВВ, сжатого в ударном скачке лежит на прямой Михельсона — Рэлея. Снижение поступательной температуры за счет перераспределения поступательной энергии между колебательными степенями свободы приводит к возрастанию сжимаемости среды и давления (сверх ударного скачка) в ударном фронте ДВ (см. рис. 6, зона УФ), при этом точка, определяющая состояния среды, смещается вверх по прямой Михельсона — Рэлея.

Сверхравновесная поступательная температура и обусловленная ею неравновесная нетермическая деструкция связей в молекулах ведет к образованию в ударном фронте активных частиц: ионов, радикалов, фрагментов молекул (при этом ударный фронт ДВ как бы уподобляется периоду индукции адиабатического взрыва [33]). Одновременно с эндотермическими процессами образования активных частиц в ударном фронте ДВ, естественно, идут и экзотермические процессы взаимодействия образующихся активных частиц между собой и с целыми молекулами [33]. При этом потребление энергии на эндотермические процессы уменьшается с временем, а выделение энергии за счет экзотермических процессов растет.

Выравнивание вышеуказанных расходов и выделения энергии в зависимости от мощности ВВ и структуры их молекул может произойти, очевидно, при давлении как выше, так и ниже давления Чепмена — Жуге, т. е. детонационные волны могут быть как с химпиком, так и без него. Если к моменту достижения

равновесия при давлении, большем давления Чепмена — Жуге, концентрация активных частиц достигнет значения, необходимого для самовоспламенения, оно немедленно произойдет, а обусловленное самовоспламенением взрывное выделение энергии придаст профилю химпика прогнутый вниз (близкий к треугольному) вид. (Именно такой формы химпик наблюдается при детонации зарядов тротила с $\rho_0 > \rho_0^*$. Это означает, что ширина химпика при этом определяется временем самовоспламенения, которое, как известно, слабо зависит от состояния вещества [33] (см. зависимость $t_{\text{xp}}(p_{\text{чж}})$ на рис. 1 при $p \gtrsim 10$ ГПа.)

Если концентрация активных частиц при давлении химпика будет меньше критической, это должно привести к задержке самовоспламенения и появлению химпика выпуклой вверх формы. Но, как уже выше отмечалось, ДВ с такой закономерностью выделения энергии в ее фронте является пульсирующей. В пульсирующем фронте ДВ превращение ВВ осуществляется волнами с трехударными конфигурациями, давление в которых изменяется от давления Чепмена — Жуге до приблизительно удвоенного его значения. Если осреднить давления многих волн с трехударными конфигурациями, то во фронте пульсирующей детонационной волны будет наблюдаться область повышенных давлений (своего рода химпик), что и было подтверждено экспериментально на примере пульсирующей детонации смеси нитрометан/ацетон [17]. Химпик пульсирующей детонации, как и детонации с превращением ВВ по механизму горячих точек (т. е. с плотностью ВВ $\rho_0 < \rho_0^*$), имеет форму, близкую к треугольной.

К настоящему времени имеются публикации, рассматривающие ДВ без химпика [38–41]. Как следует из вышеизложенного, случай, когда максимальное давление в волне оказывается равным (см. кривую КСМ₁ на рис. 7) или меньше (КСМ₂) предполагаемого давления Чепмена — Жуге, возможен, очевидно, только для мощных ДВ и в зарядах ВВ, состоящих из сложных многоатомных молекул. При этом превышение поступательной температуры должно быть настолько велико, что кривая, соответствующая сжимаемости ВВ в ударном скачке (см. рис. 7), располагается ниже точки Чепмена — Жуге. Под действием такого ударного скачка образуется необходимая для самовоспламенения концентрация активных ча-

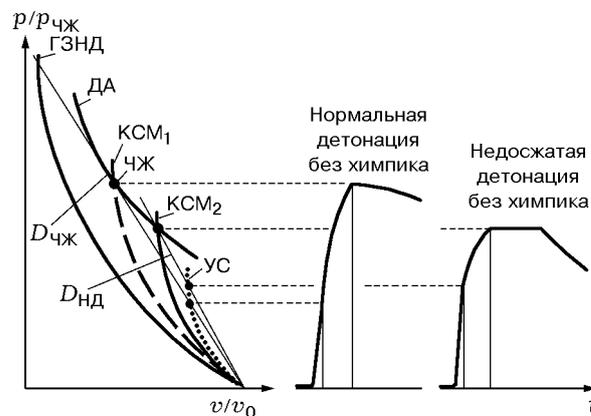


Рис. 7. Кривые сжимаемости и профили давления во фронте детонационных волн в зарядах мощных органических молекулярных ВВ, состоящих из сложных многоатомных молекул:

$D_{\text{нд}}$ — скорость недосжатой детонации

стиц и, как следствие, ВВ самовоспламеняются непосредственно в ударном фронте ДВ, ширина которого будет приблизительно равняться времени самовоспламенения. Если самовоспламенение случится при давлении, меньшем давления Чепмена — Жуге, будет наблюдаться недосжатая ДВ (см. рис. 7). В отличие от классического случая, рассмотренного в [42], она реализуется здесь при монотонном (без промежуточного максимума) выделении энергии, но, как и в классическом случае, ее скорость будет больше, а давление меньше по сравнению с соответствующими параметрами детонации Чепмена — Жуге, при этом за ее фронтом будет наблюдаться область постоянных параметров, так как скорость потока за ее фронтом больше скорости звука. Если же в эксперименте будет зафиксирована ДВ без химпика, но при этом скорость потока при максимальном давлении в волне будет равна скорости звука, это будет означать, что на самом деле ДВ имеет химпик, но его ширина настолько мала, что она не фиксируется использованным в эксперименте методом регистрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mallard E. and Le Chatelier H. L. Recherches experimentales et théoriques sur la combustion des melanges gazeux explosifs-memoire i, temperature d'inflammation des melanges gazeux // Ann. des Mines. 1883. Т. 4, N 8. P. 274–295.
2. Berthelot M. and Vieille P. L'oude explosive // Ann. de Chem. et de Phys. 1883. Т. 28, N 5. P. 283–332.

3. Михельсон В. А. О нормальной скорости воспламенения взрывчатых газовых смесей // Научные труды Императорского Московского университета по математике и физике. 1893. Т. 10. С. 1–93.
4. Chapman D. L. On the rate of explosions in gases // Phil. Mag. 1899. V. 47. P. 90–104.
5. Jouguet E. On the propagation of chemical reaction in gases // J. de Math. Pures et Appl. 1905. T. 7. P. 347–425; et 1906. T. 2. P. 5–86.
6. Гриб А. А. Гидродинамическая теория взрывных волн: Дис. ... канд. физ.-мат. наук / Физ.-мат. факультет Томского гос. ун-та, 1940. Опубликовано: Прикл. механика и математика. 1944. Т. 8, № 4. С. 273.
7. Зельдович Я. Б. К теории распространения детонации в газовых системах // ЖЭТФ. 1940. Т. 10, № 5. С. 542–568.
8. Von Neumann J. Theory of Detonation Waves (OD-02) // Technical Report. National Defense Research Committee of the Office of Scientific Research and Development. 1942. Division B. Section B-1. Serial N 238.
9. Döring W. Über der detonation vergang in gasen // Ann. Phys. 1943. V. 43, N 5. P. 421–436.
10. Александров Е. Н., Веретенников В. А., Дрёмин А. Н., Шведов К. К. О механизме детонации пористых ВВ // Физика горения и взрыва. 1967. Т. 3, № 4. С. 471–484.
11. Шведов К. К., Колдунов С. А. О влиянии физического состояния и структуры зарядов на время их реакции при детонации. М.: Наука, 1972. С. 439–443.
12. Розинг В. О., Харитон Ю. Б. Детонация ВВ при малых диаметрах заряда // Докл. АН СССР. 1940. Т. 26, № 4. С. 360–361.
13. Eyring H., Powell R. E., Duffet G. H., and Paril R. B. The stability of detonation // Chem. Rev. 1949. V. 45. P. 69–181.
14. Дубнов Л. В. К проблеме потерь в детонационной волне // Журн. физ. химии. 1960. Т. 34. С. 2367.
15. Evans M. W. Detonation sensitivity and failure diameter in homogeneous condensed materials // J. Chem. Phys. 1962. V. 36. P. 193–200.
16. Ремпель Г. Г. К проблеме оценки ширины зоны химической реакции детонационных волн // Взрывное дело. 1963. Т. 52, № 9. С. 39–56.
17. Дрёмин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
18. Dremin A. N. On condensed explosives detonation decomposition mechanism // Proc. of the Symp. (Intern.) on High Dynamic Pressure. Paris, 1978. P. 175–182.
19. Dremin A. N. and Shvedov K. K. On shock wave explosive decomposition // Proc. of the 6th Symp. (Intern.) on Detonation. San Diego, Aug. 24–27, 1976. P. 29–35.
20. Dremin A. N. Toward Detonation Theory. New York: Springer, 1999.
21. Дрёмин А. Н., Трофимов В. С. О структуре фронта неидеальной детонации в твердых ВВ // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 3. С. 427–428.
22. Михайлюк К. М., Трофимов В. С. О возможном газодинамическом пределе распространения стационарной детонации // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13. С. 606–613.
23. Кобылкин И. Ф., Соловьев В. С. Уравнение формы фронта неидеальной детонационной волны и структура потока внутри зоны химической реакции // Механика импульсных процессов. М.: МВТУ им. Баумана, 1985. С. 55–66.
24. Щёлкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
25. Дрёмин А. Н., Адагуров Г. А., Розанов О. К. О детонации нитрометана вблизи предела // Докл. АН СССР. 1960. Т. 133, № 6. С. 1372–1374.
26. Дрёмин А. Н., Розанов О. К. О детонации смесей нитрометана с адетоном // Докл. АН СССР. 1961. Т. 139, № 1. С. 137–139.
27. Щёлкин К. И. Два типа неустойчивого горения // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 600–606.
28. Войцеховский В. В., Митрофанов В. В., Топчиян М. Е. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
29. Солоухин Р. И. Ударные волны и детонация в газах. М.: Физматгиз, 1963.
30. Щёлкин К. И. Детонация. М.: Наука, 1968.
31. Дрёмин А. Н. Критический диаметр детонации жидких ВВ // Докл. АН СССР. 1962. Т. 147. С. 870–873.
32. Дрёмин А. Н., Савров С. Д. Предельные условия устойчивого распространения стационарной детонации жидких ВВ // Физика горения и взрыва. 1966. № 4. С. 75.
33. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.
34. Колдунов С. А. К вопросу о влиянии плотности на переходные процессы при ударноволновом инициировании // Ударные волны в конденсированных средах. СПб, 1998. С. 93.
35. Dremin A. N., Klimenko V. Yu., Davidova O. N., and Zoludeva T. A. Multiprocess detonation model // Proc. of the 9th Symp. (Intern.) on Detonation. Portland, Oregon, Aug. 28 — Sept. 1, 1989. P. 725–728.

36. **Dremin A. N. and Babare L. V.** Shock waves in condensed matter // Amer. Inst. of Physics. New York, 1981. P. 363–381.
37. **Block S., Weir C. E., Piermarini P. J.** Polymorphis in benzene, naphthalene ans antracene at high pressure // Science. 1970. V. 169. P. 586–587.
38. **Ашаев В. К., Доронин Г. С., Левин А. Д.** О структуре детонационного фронта в конденсированных ВВ // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 1. С. 95–99.
39. **Першин С. В., Уткин А. В.** Эволюция профиля стационарной зоны детонационной волны с ростом начальной плотности 2', 2', 2'-три-нитроэтил-4, 4, 4-тринитробутирата // Тез. XII Симпоз. по горению и взрыву, Черногловка, 11–15 сентября 2000.
40. **Уткин А. В.** Влияние начальной плотности на структуру детонационных волн в гетерогенных ВВ // Там же.
41. **Fikett W.** Introduction to Detonation Theory. Berkely — Los Angeles — London: Univ. of Calif. Press, 1985.
42. **Зельдович Я. Б., Компанеец А. С.** Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.

Поступила в редакцию 31/V 2000 г.
