

**МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ  
ДЕТОНАЦИИ ГЕТЕРОГЕННЫХ ВВ**

*С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов,  
В. Ф. Лобанов  
(Новосибирск)*

Развитие представлений о механизме возникновения и распространения детонации в конденсированных взрывчатых веществах (ВВ) в последние десятилетия наряду с прогрессом в диагностических методах исследования и вычислительной технике позволило приступить к построению расчетных моделей детонационных волн (ДВ).

В настоящем обзоре рассматриваются работы, связанные с построением моделей возникновения детонации в гетерогенных ВВ и реализацией численных программ, а также сопоставлением результатов расчета с экспериментальными данными. Обсуждаются модели разложения ВВ, включающие в себя анализ динамики схлопывания пор, и модели на основе формализованной кинетики, перечислены механизмы образования горячих точек, кратко рассмотрены современные экспериментальные методы, используемые для получения количественной информации, и лагранжьев анализ реагирующих потоков.

Разработка численных моделей связана с экспериментальными работами по исследованию детонационных процессов, результаты которых, с одной стороны, дают необходимые данные для построения расчетных схем, с другой — являются тестами для полученных результатов. Перечислим основные экспериментальные методы, используемые в настоящее время, в особенности те, которые позволяют получить непрерывную запись параметров ударно-волновых процессов в ВВ. Клип-тест [1] — методика, обеспечивающая запись  $x-t$ -диаграммы движения инициирующей ударной волны (ИУВ) по ВВ на преддетонационном участке. При изменении входных параметров инициирующего импульса она позволяет определить зависимость длины преддетонационного участка  $l$  от амплитуды  $p_1$  для ступенчатого импульса ( $l-p_1$ -диаграмма).

Использование различных типов электромагнитных датчиков для регистрации массовой скорости и импульса [2, 4] или манганиновых [5] и полимерных датчиков для измерения напряжения [6] дает возможность получить профили массовой скорости  $u(t)$  или давления  $p(t)$  в заданном сечении исследуемого образца. Скорость движения свободной поверхности или поверхности раздела исследуемого материала с оптическим окном может быть определена с высоким временным разрешением при помощи лазерных методов [7, 8]. Оптические методы используются и для точной регистрации скорости УВ в эталонном прозрачном материале, находящемся в контакте с образцом [9]. Быстро развиваются методы инфракрасной радиометрии [10, 11]. Изменения состава реагирующего вещества в реальном масштабе времени, возможно, будут определены с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света, который начал в последнее время использоваться при исследовании детонационных процессов [12, 13]. Подробное освещение ряда перечисленных выше методов проведено в [14].

Исходной базой при различных способах математического описания ДВ как комплекса, состоящего из УВ и последующей за ней зоной выделения энергии (химической реакции), является физическая модель Зельдовича — Неймана — Деринга (ЗНД). Основное ее положение состоит в том, что во время ударного перехода ВВ не разлагается и сохраняет свою природу. В то же время неоднократно высказывались предположения о том, что значительная часть исходного ВВ может претерпевать превращение в процессе нарастания давления, т. е. во фронте УВ [15, 16]. Аналогичное предположение сделано в [17] при рассмотрении пересечной ДВ в тротиле.

В последнее время проведен ряд экспериментальных проверок этих предположений. Улучшение конструкции датчиков массовой скорости [3] позволило повысить их временное разрешение до  $\approx 10$  нс и дало возможность в [18] отметить, что в ВВ на основе ТАТВ длительность фронта ДВ составляет  $\approx 70$  пс, что не соответствует модели ЗНД. Для подтверждения этого вывода в [19] временное разрешение доведено до 300 пс при определении скорости движения фольги из алюминия или меди. Фольга ускорялась в воду под действием ДВ. Сопоставление эксперименталь-

ных результатов с рассчитанными по модели [20] показало, что для исследованных ВВ (РВХ-9502, прессованный тротил, СР) начальное состояние во фронте ДВ достигается скачком с временем нарастания меньше 1 нс. Параметры состояния находятся в хорошем согласии с моделью ЗНД. Аналогичные результаты с флегматизированным гексогеном и прессованным тротилом приведены в [21]. Авторы [19] не анализируют различие экспериментальных данных по ВВ на основе ТАТВ с [18], однако можно предположить, что разница в длительности фронта вызвана взаимодействием датчика с ДВ.

Интересные результаты могут ожидать от исследований, в которых анализируется состав вещества в реальном масштабе времени. В [12] монокристаллы тэна и гексогена подвергали ударному нагружению (14 ГПа — тэн, 6 ГПа — гексоген). Исследуемая зона располагалась на глубине 1 (тэн) и 2 мм (гексоген) от поверхности входа УВ в образец. Через 50—100 нс после прохождения УВ за 10 нс регистрировался спектр ВВ. По мнению авторов, большинство молекул исходного вещества еще не разложилось, хотя наблюдался рост числа молекул, в которых произошла перестройка электронной структуры. Подобные исследования детонирующих октогена, тэна и гексонитрогексилбена приведены в [13].

Таким образом, хотя для математических моделей учет разложения во фронте УВ не представляет затруднений, в настоящее время нет твердых экспериментальных фактов, которые служили бы основанием для отказа от модели ЗНД, во всяком случае для исследованных в [19, 21] ВВ.

### Концепция горячих точек

Гетерогенные ВВ отличаются от гомогенных повышенной чувствительностью к ударно-волновому воздействию. Эта особенность обусловлена различием физико-механической структуры, которая проявляется в образовании за фронтом УВ локальных очагов с повышенной концентрацией энергии, так называемых горячих точек (ГТ) [22]. Согласно теоретическому анализу [23], локальный очаг разогрева развивается либо по механизму теплового взрыва (активированная ГТ), либо рассасывается со временем (неактивированная ГТ). Концепция получила многочисленные экспериментальные подтверждения. Среди них следует отметить исследование сохраненных после ударного нагружения образцов тротила и тетрила [24—26], в которых наблюдалось частичное разложение ВВ по внутренним поверхностям трещин и на границах кристаллов. Прямой метод регистрации участков локального разогрева ВВ — применение термочувствительных пленок с пороговой температурой почернения [27] и специальных термоиндикаторов, необратимо изменяющих цвет при нагревании и близких по механическим свойствам к прессованным ВВ [28]. Образование ГТ экспериментально подтверждается методом инфракрасной радиометрии с временным разрешением до 5 нс [10, 11]. В этих работах, в частности, оценена температура ГТ на границе образцов РВХ-9404 с оптическим окном из КСl, которая при  $p_1 = 1,5 \div 2,8$  ГПа составляла  $T_{ГТ} \approx 1500^\circ\text{C}$  [10].

Радиометрические измерения были дополнены фотографией пространственного распределения ГТ на поверхности раздела ВВ с оптическим окном. Снимок получен экспозицией 12 нс через 100 нс после выхода УВ на границу [11].

Ниже перечисляются основные механизмы возникновения ГТ.

1. Взаимодействие УВ с локальным возмущением плотности с учетом только гидродинамических эффектов проанализировано в [29] для нитрометана. Расчет показал, что при среднеобъемной температуре  $T = 1200$  К в размере очага, близком к размеру полости, температура повышается до  $T_{ГТ} = 1400 \div 4000$  К. Однако для твердых ВВ высокой плотности возбуждение детонации по этому механизму требует крупных пор и высоких значений  $p_1$  [30].

2. Взаимодействие УВ с трехмерной матрицей из пор может приводить к развитию химической реакции в зонах столкновения волн, усиленных за счет частичной реакции неактивированных ГТ [31].

3. Разогрев ВВ за счет невязкой пластической работы в окрестности поры рассматривался в [32, 33]. При моделировании пластического течения без рассмотрения взаимодействия поры с фронтом УВ температура внутренней поверхности возрастала на  $25^\circ\text{C}$  для состава В при  $p_1 = 7$  ГПа

[33]. Однако моделирование с учетом взаимодействия поры с фронтом конечной ширины для гексонитростильбена дало  $T_{ГТ} = 1200^{\circ}\text{C}$  [34].

4. Вязкопластический механизм, проанализированный в [30], обеспечивает высокие температуры ( $T_{ГТ} = 1500\text{ К}$ ) на внутренней поверхности пор твердых ВВ. Пределы применимости использованного в модели сильновязкого режима деформации охватывают размеры пор от 0,01 до 100 мкм.

5. Разогрев зон пластической деформации (зоны сдвига, плоскости скольжения, трение между зернами) качественно анализировался в [35]. Численное моделирование развития сдвига в тетриле с учетом тепловыделения за счет пластической деформации, вязкости и химической реакции показало, что при  $p_1 = 1,03\text{ ГПа}$  и скоростях сдвига  $\approx 0,2\text{ км/с}$  нагрев рассматриваемой зоны достигает  $1200^{\circ}\text{C}$  и приводит к тепловому взрыву [36].

6. Механизм «торможения микроструй» в отличие от рассмотренного в п. 1 подразумевает образование микроструй при взаимодействии вещества, разлетающегося с поверхностями случайным образом ориентированных гранул. ГТ образуются при столкновении микроструй с противоположной поверхностью поры [37].

7. Адиабатическое сжатие газа в полости, по-видимому, не является контролирующим механизмом инициирования твердых прессованных ВВ. Всесторонний анализ показал [38], что этот механизм активируется при временах сжатия от 100 мкс до 1 мс и при размерах пор  $\sim 1\text{ мм}$ .

При образовании и развитии ГТ может доминировать какой-либо из перечисленных механизмов либо несколько одновременно [39].

**Основные положения.** В соответствии с концепцией горячих точек ВВ в зоне реакции может быть представлено либо неоднородной средой с единым уравнением состояния, либо двухкомпонентной средой, состоящей из непрореагировавшего ВВ и продуктов детонации (ПД) с различными уравнениями состояния. Точный расчет всех химических реакций, протекающих в конденсированном ВВ, в настоящее время не представляется возможным. Поэтому практически во всех разрабатываемых моделях текущий состав вещества характеризуется одной переменной (координата реакции или степень разложения  $\lambda$ ), которая определяет массовую долю прореагировавшего вещества:

$$\lambda = m_{\Pi} / (m_{\Pi} + m_{\text{ВВ}}), \quad 0 \leq \lambda \leq 1,$$

где  $m$  — масса, а индексы  $\Pi$  и  $\text{ВВ}$  относятся к продуктам и непрореагировавшему ВВ. Для неоднородной среды с единым уравнением состояния введение координаты реакции оказывается достаточным для ее полного описания. В других случаях необходимо принимать дополнительные условия, среди которых общепринятыми считаются аддитивность удельных объемов, внутренних энергий и энтропии. Для двухкомпонентной среды они выражаются в виде

$$v = \lambda v_{\Pi} + (1 - \lambda) v_{\text{ВВ}},$$

$$e = \lambda e_{\Pi} + (1 - \lambda) e_{\text{ВВ}},$$

$$s = \lambda s_{\Pi} + (1 - \lambda) s_{\text{ВВ}}.$$

Обычно принимается условие механического равновесия, т. е. равенство давлений отдельных компонентов среды, и только в случае влияния прочностных свойств ВВ необходимо учитывать давления в различных фазах. Предположение о неравенстве температур компонентов представляется естественным, так как существуют ГТ, однако в некоторых моделях, в том числе и при описании среды как неоднородной, но с единым уравнением состояния, предполагается равенство температур, что, по-видимому, менее адекватно реальному процессу. Предположение о наличии или отсутствии межфазового теплообмена в случае различия температур отдельных фаз может быть введено при сопоставлении характерных глубин прогрева с размером частиц за времена химической реакции.

Важным параметром процесса разложения ВВ является тепловой эффект реакции. Из-за отсутствия надежной информации о поведении этой величины, как правило, ее полагают равной количеству теплоты  $Q_0$ , выделяемой единицей массы ВВ, прореагировавшего в условиях постоянного объема. При наличии дополнительных сведений о тепловом эффекте их учет в расчетах не представляет принципиальных трудностей.

Для ряда моделей в качестве одного из предположений используется задание механизма зарождения и развития очагов разложения. Многообразие выбора исходных положений и способов описания развития реакции ведет к большому набору различных уравнений макрокинетики.

**Модели на основе определения корреляционных соотношений.** При построении математических моделей существует подход, основанный на поиске и определении корреляций между скоростью разложения и основными параметрами реагирующего потока. Исходные экспериментальные данные: зависимости  $l(p_1)$ ,  $(x-t)$ -диаграммы процесса инициирования, эволюция профилей  $u(t)$  и  $p(t)$  в различных сечениях исследуемого ВВ. В последнем случае при заданном уравнении состояния для каждой фазы зависимость  $\lambda(t)$  и значения основных параметров среды могут быть определены из законов сохранения в лагранжевых координатах [40]. Для интегрирования законов сохранения в дифференциальной форме предложены методы двух фазовых скоростей распространения фиксированных уровней  $p$  и  $u$  [41, 42] и построения сетки вспомогательных траекторий [43]. Алгоритм реализации последнего метода подробно разработан в [44].

Расчет  $\lambda(t)$  продемонстрирован на образцах тэна [45] и литого тротила [46]. На основе сопоставления профилей  $p$  и  $\lambda$  сделан вывод, что в ударно-сжатом ВВ «...формируется импульс давления, который перемещается по направлению к фронту ударной волны, увеличиваясь по амплитуде» [45]. Подобный процесс наблюдался ранее в [2]. В [47] отмечено, что непосредственно за фронтом инициирующей УВ скорость разложения почти равна нулю.

Важен вопрос о точности получаемых результатов. Для оценки вклада, вносимого в расчет возможными экспериментальными погрешностями, в [48] аналитические профили  $u(t)$  возмущались на величину до  $\pm 2\%$ . Для модельного ВВ расчет проводился с возмущенными профилями и результаты сравнивались с точными аналитическими решениями. Максимальная ошибка определения  $p$ ,  $v$ ,  $e$  и  $\lambda$  составила 3, 1, 20 и 60% соответственно.

Интересный результат получен в [49]. При возбуждении детонации в RX-26-AF (46,6% ТАТВ, 49,3% октогена и 4,1% связки) зависимости  $\lambda(t)$  обнаруживают переход от одностадийной реакции к двухстадийной по мере распространения детонации в глубь заряда. Это связывается с различной чувствительностью отдельных компонентов ВВ. Как видно из приведенных работ, при правильном планировании экспериментов и тщательном проведении измерений лагранжев анализ дает информацию, необходимую для обоснования численных моделей.

В [46] для литого, а в [50] для прессованного тротила данные лагранжева анализа по скорости реакции были объединены в уравнения макрокинетики, связывающие скорость разложения с  $p_1$ ,  $p(t)$  и  $\lambda$ . Одно из уравнений вида:

$$\frac{d\lambda}{dt} = K(\lambda + \lambda_0)(1 - \lambda)^2 p p_1 \left(1 - \frac{v_1}{v_0}\right)$$

применялось [51] при численном моделировании детонации тротила.

Авторы работ [52, 53] использовали закон Аррениуса в качестве основы для построения кинетики разложения, однако сопоставление ее с экспериментом показало, что для правильного описания необходим учет влияния амплитуды ИУВ на скорость реакции. Полученная в результате

корреляционная зависимость имеет вид

$$\dot{\lambda} = (1 - \lambda) Z_0 p_1^n e^{-T^*/T}. \quad (1)$$

Константы уточнялись путем сравнения (1) со скоростью реакции из лагранжева анализа процесса иницирования пористого ТАТВ коротким импульсом. Такой же метод подбора констант использован в [4] при иницировании РВХ-9501 волнами сложной структуры. Как считают авторы, температура в (1) — только средний параметр состояния вещества, удачно коррелирующий со скоростью разложения.

В [55] проанализировано влияние выбора определяющих соотношений на информацию о скорости разложения. Сравнивались два подхода. Первый, использующий НОМ-уравнение состояния с условием равенства температур и продуктов ВВ [54], и второй, базирующийся на двухтемпературной модели, предложенной в [56]. Различие в рассчитанных зависимостях  $\lambda(t)$  не превышало 0,04, т. е. основная величина, получаемая в результате лагранжева анализа, слабо зависела от выбора определяющих соотношений. В дальнейшем авторы применяли двухтемпературную модель как физически более обоснованную.

**Динамический метод.** При определении кинетических зависимостей из экспериментальных данных в динамическом методе [57, 58] предполагается, что состояние среды в зоне реакции в принципе может быть описано заданием  $e$ ,  $v$ ,  $p$  и массовой доли продуктов детонации. В этом случае из законов сохранения в частных производных можно получить систему других дифференциальных уравнений, в которой переменными, характеризующими влияние энерговыделения на механическое движение среды, являются обобщенные кинетические характеристики

$$\dot{p} = \frac{dp}{dt} + \left(\frac{c}{v}\right)^2 \frac{dv}{dt} \quad \text{или} \quad \dot{v} = \left(\frac{v}{c}\right)^2 \dot{p}.$$

Из определения  $\dot{p}$  и  $\dot{v}$  следует, что, если кроме профилей  $u(h, t)$  или  $p(h, t)$  будет экспериментально построено поле скоростей звука в реагирующем потоке, то задача о кинетических параметрах будет полностью решена на основе одних экспериментальных данных без задания уравнения состояния среды.

Практической реализации динамического метода в полном объеме нет, но, как следует из [59], начата работа по определению  $\dot{p}$  для литого ТНТ. При частичной реализации этого метода в окрестности фронта УВ [16] использовались экспериментальные записи  $u(t)$  из работ [2, 60, 61].

**Модели с формализованной кинетикой.** В основу модели Forest Fire (FF) положен «принцип нарастания по единственной кривой», согласно которому «ударная волна с химической реакцией за ней превращается в детонационную волну вдоль единственной кривой в пространстве расстояния, времени и состояния» [54]. Таким образом, во фронте УВ, интенсивность которой превышает некоторый предел, происходит разложение доли ВВ, однозначно определяемой давлением во фронте. При достижении на фронте  $p_{ч.-ж}$  все ВВ разлагается мгновенно. Скорость разложения определяется из  $l-p_1$ -диаграммы, адиабаты Гюгонно для частично прореагировавшего ВВ и НОМ-уравнения состояния. Уравнение макрокинетики имеет вид

$$\frac{1}{(1-\lambda)} \frac{d\lambda}{dt} = \exp\left(\sum_{i=0}^n a_i p^i\right),$$

где  $a_i$  — постоянные. Модель широко используется при расчете одномерных и пространственных задач по иницированию и распространению детонации [31, 54], но, как следует из анализа [52], качественно неправильно описывает эволюционные профили при иницировании детонации короткими импульсами.

По требованиям, наложенным на макрокинетику модели FF, протяженность зоны реакции при стационарной детонации должна равняться

нулю. Однако в [54, гл. 4] этого не наблюдается, что связано с особенностями реализуемого расчетного алгоритма, в котором ударный скачок размазывается на несколько счетных интервалов, и ширина зоны реакции остается конечной. При расчете задач, в которых к фронту УВ примыкает интенсивная волна разгрузки, например детонация цилиндрического заряда, эффект размазывания УВ может искажать реальную картину течения.

Модель [62] при общепринятых предположениях для двухкомпонентной среды использовала наиболее простой вид уравнения макрокинетики

$$d\lambda/dt = a\rho \quad (a = \text{const}). \quad (2)$$

Такая зависимость обосновывалась экспериментальными результатами для насыпного и прессованного тротила в стационарных и преддетонационных волнах, а именно: обратно пропорциональная зависимость времени реакции от среднего давления и линейность во времени изменения давления в зоне реакции.

Предложенное соотношение (2) давало качественное согласие расчета с экспериментальными профилями  $u(t)$  в режиме разгона УВ. В то же время «уравнение (2) не обеспечивало правильной зависимости критических параметров УВ при изменении начальной плотности ВВ».

**Моделирование конкретных механизмов выгорания зерен.** Формализованные подходы, рассмотренные выше, базируясь на существовании ГТ, не рассматривают дальнейшее развитие очага. В то же время вопрос о топологии горения на начальной стадии один из основных при задании скорости разложения ВВ. В общем случае поверхность горения имеет сложную форму, но идеализированно ее можно представить (рис. 1) в виде сферических поверхностей, развивающихся либо наружу (горение пор), либо внутрь (горение зерен) со скоростью, зависящей от давления  $w(p)$ . В [55] при сопоставлении результатов лагранжева анализа для РВХ-9501 и ТАТВ со скоростью горения, рассчитанной только из геометрических соображений, отмечено, что с экспериментальными зависимостями лучше коррелирует процесс горения зерен, а не пор. Авторы высказывают ряд предположений, которые могли бы объяснить наблюдаемые результаты, и считают, что развитие пор на начальном этапе физически более правдоподобно. Это положение лежит в основе большинства следующих моделей.

Модель воспламенения и развития реакции последовательно разрабатывалась и совершенствовалась в [20, 63—65]. Она подразделяет инициирование на две стадии: воспламенение небольшой части вещества в ГТ и последующее развитие реакции в этих воспламенившихся очагах. В общем виде уравнение макрокинетики содержит два члена, описывающих эти стадии:

$$\frac{d\lambda}{dt} = I(1 - \lambda)^x \eta^r + G(1 - \lambda)^x \lambda^y p^z, \quad \eta = v_0/v_1 - 1,$$

где  $v_0, v_1$  — удельный объем перед и за фронтом ИУВ;  $I$  и  $G$  — константы воспламенения и развития реакции;  $x, y, r, z$  — коэффициенты, связанные с топологией горения, механизмом образования ГТ и с зависимостью  $w(p)$ . От выбора перечисленных констант в уравнении зависят контролирующие механизмы воспламенения и горения, которые можно определить сопоставлением экспериментальных профилей  $p(h, t)$  или  $u(h, t)$  с гидродинамическими расчетами, включающими уравнение макрокинетики.

Выбором  $r = 1$  в [63] были использованы представления о пропорциональности воспламенившегося в ГТ вещества деформации непрореагировавшего ВВ при ударном сжатии. Однако моделирование [20], при

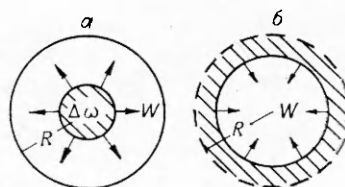


Рис. 1. Топология горения. а) разгорание поры; б) горение зерна.



котором проводилась подгонка расчета к большому количеству экспериментов по определению профилей в РВХ-9404, ТАТВ, тэне, тротиле, потребовало увеличения  $r$  до 4. Зависимость  $T_{ГТ} \sim \eta^4$  отвечает пластическому и вязкопластическому механизмам разогрева вещества [30, 32]. В промежуточном случае  $r=3$  контролирующим механизмом воспламенения является образование ГТ за счет торможения микроструй, когда  $T_{ГТ} \sim u^2 \sim \eta^3$  [37].

Константы  $x, y$  связаны с топологией горения. Для сферического очага, горящего наружу,  $x = y = 2/3$  [63]. Сферичность фронта нарушается при перекрывании поверхностей горения. В [20] выбрана топология с  $x = 2/9, y = 2/3$ , которая определяется выполнением условия  $\lambda_{\max} = 3/4$  в момент перекрытия сферических фронтов. Коэффициент  $z$  при сопоставлении с экспериментами в [66] лежит в интервале  $0,8 < z < 1$ . Однако при подгонке скоростей реакции к экспериментальным коэффициент  $z$  варьировался:  $1,2 < z < 2$  [20] и  $2 < z < 3$  [65].

Наряду с однокомпонентными ВВ данная модель была использована для описания кинетики разложения состава RX-26-АГ. Предварительный лагранжев анализ показал, что реакции октогена и ТАТВ происходят с разными временными масштабами. Двухстадийность реакции задавалась наличием двух членов, отвечающих за стадию горения с коэффициентами  $G_1$  и  $G_2$ , использованными ранее при моделировании процесса возбуждения детонации в РВХ-9404 и LX-17 соответственно [64]. Сравнение с экспериментом показало правомерность такого подхода, однако возникли трудности в связи с замедлением реакции в расчете догорания гранул ТАТВ. Это объясняется тем, что ТАТВ в составе RX-26-АГ попадает в условия более высоких  $p$  и  $T$ , чем в LX-17.

В [67—70] для описания инициирования твердых ВВ разрабатывалась модель, базирующаяся на континуумной теории химически реагирующих многофазных смесей [71]. В этой теории смесь рассматривается как состоящая из  $N$  отдельных фаз, каждая из которых представлена в любой точке пространства. Физически каждая фаза занимает определенный объем в пространстве, поэтому континуумная теория «распределяет» их по пространству с соответствующей объемной долей  $\varphi_i$ , такой, что для  $i$ -й фазы с плотностью  $\gamma_i$  парциальная плотность выражается как  $\rho_i = \varphi_i \gamma_i, 0 < \varphi_i < 1$ . Плотность смеси при этом  $\rho = \sum_i \rho_i$ , а  $\sum_i \varphi_i = 1$ .

Каждая фаза характеризуется полем  $p_i, T_i, \varphi_i$  и имеет собственные уравнения состояния. Соотношения сохранения учитывают массо- и энергообмен между фазами. Уравнения массо- и энергообмена, в свою очередь, отражают особенности микроструктуры.

Условия массопереноса в этой модели фактически являются уравнениями макрокинетики. Для состава РВХ-9404 [68] рассматривались следующие фазы: гранулы октогена, связка на основе нитроцеллюлозы и продукты реакции. Предполагалось, что ГТ формируются в связке, и температура этой фазы определяется всей диссипативной частью энергии ударного сжатия. Гранулы сжимаются изоэнтропически. Связка разлагается по кинетике Аррениуса:

$$c_2 = -\gamma_2 F(\lambda_2) \exp(-T^*/T_2),$$

где  $c_2$  — расход массы;  $F(\lambda_2)$  — фактор формы;  $\lambda_2$  — массовая доля;  $T^*$  — активационная температура. Масса зерен октогена расходуется за счет горения со сферически симметричным фронтом:

$$c_1 = -A \gamma_1 \lambda_1^{2/9} [2(\lambda_3 - \lambda_3^0)/d]^{2/3} (p_3/p^*)^n.$$

Здесь  $A$  — скорость фронта пламени; член в квадратных скобках — отношение поверхности к объему для продуктов реакции;  $p^* = \text{const}$ ;  $1 \leq n \leq 2$ .

Как отмечалось выше, вязкопластический механизм деформирования пор позволяет объяснить возбуждение детонации в высокоплотных твердых ВВ ударными волнами сравнительно небольшой амплитуды

(1—3 ГПа). Разработанная на этой основе двухфазная модель [72] базируется на следующих положениях:

1) сжатие ВВ за ударным фронтом начинается, когда  $p_1$  превышает предел прочности  $p_y$  материала вокруг поры;

2) пора сжимается в сильновязком режиме. Это предполагает, что  $\delta_0 \ll \delta_u$  ( $\delta_0$  — средний размер пор;  $\delta_u = 8,4\mu\sqrt{\rho_s(p_1 - p_y)}$  — критический размер поры, определяющий динамику ее деформирования;  $\rho_s$  и  $\mu$  — плотность и эффективная вязкость ударно-сжатого вещества);

3) после воспламенения горячего очага реакция распространяется в виде поверхностной волны горения со скоростью  $w = \beta p_g^n$  ( $p_g$  — давление газа в поре;  $\beta, n$  — константы).

Законы сохранения, уравнения состояния газа и ВВ, а также соотношения, описывающие динамику поведения и разгорания пор, дают возможность рассчитать изменение давления при возбуждении детонации. Все поры считались сферическими с диаметром  $\delta_0$ . Модель проверяли при сопоставлении с экспериментальными профилями давления на поверхности соударения алюминиевой пластины с образцом тэна. Проведенный анализ показал, что при вязкопластическом механизме деформирования размер воспламеняющихся пор растет по мере уменьшения амплитуды ИУВ.

Модель, предлагаемая в [73], рассматривает возбуждение детонации в гетерогенных ВВ как многостадийный процесс, включающий в себя стадию появления ГТ, их распад, возникновение очагов реакции и распространение ее на ВВ, окружающее очаг. Особенность модели состоит в том, что каждая стадия характеризуется своей скоростью, а термомеханические процессы, такие как образование и распад ГТ, перенос тепла от них в окружающее ВВ и химические (протекание реакции и переход ВВ в продукты), рассматриваются единым образом. Так, например, скорость убывания неактивированных ГТ при действии УВ, образование и распад очагов реакции находятся по уравнениям

$$\begin{aligned} dR/dt &= -R/\tau_s, \\ dl/dt &= R/\tau_s - l/\tau_c, \end{aligned}$$

где  $R, l$  — текущие массовые доли реагирующего вещества и промежуточных состояний, отнесенные к доле материала, способного к возбуждению УВ;  $\tau_s$  и  $\tau_c$  — характерные времена возбуждения ГТ при воздействии ударного скачка и их распада. Другие элементарные стадии процесса рассматриваются аналогичным образом. При использовании модели в качестве  $\tau_c$  выбрано время индукции для теплового взрыва при температуре  $\Theta_s$ , которая определяет среднюю температуру ГТ после прохождения УВ:

$$\tau_c = \Theta_s^2 / \alpha \beta z \cdot \exp(\alpha / \Theta_s).$$

Изменение температуры ВВ после ударного скачка происходит изоэнтропически. В дальнейшем авторы предполагают, что ряд подгоночных параметров, которые выбирались в достаточной мере формально, может быть связан с физическими величинами, характеризующими начальное состояние ВВ: температуру, размер зерен и т. д.

**Учет гетерогенности.** В ряде моделей, рассмотренных выше, гетерогенные ВВ описываются фактически гомогенным образом. В некоторых работах сделана попытка учета гетерогенности среды путем введения в макрокинетику функции распределения ГТ.

Расчетная модель [74—76] основывается на следующих положениях:

а) за фронтом УВ исходное ВВ представляется в виде отдельных сферических частиц одинакового радиуса  $r_0$ ; количество частиц в единице массы постоянно и равно  $N_0$ ;

б) ВВ разлагается в волне послынного горения со скоростью  $w = ar$ ,  $a = \text{const}$ ;

в) компоненты смеси ВВ и ПД с массовыми концентрациями  $(1 - \lambda)$  и  $\lambda$  соответственно находятся в зоне химической реакции при одинако-



вом давлении, но с разными температурами, теплообмен между компонентами отсутствует;

г) число очагов зарождения реакции, т. е. количество активированных ГТ подчиняется закону  $N = N_0 \exp(-E^*/E_T)$ , где  $E^* = \text{const}$ , а  $E_T$  — тепловая составляющая удельной внутренней энергии ВВ;

д) ВВ разлагается в зоне реакции в два этапа. На первом каждый из  $N$  очагов разгорается независимо от других из некоторого начального объема  $\Delta\omega$  (см. рис. 1, а). При достижении очагом размеров, сопоставимых с диаметром частиц ВВ (при этом  $\lambda = \lambda^* = \exp(-E^*/E_T)$ ), происходит смена топологии горения. На втором этапе число частиц равно  $N_0(1 - \lambda^*)$ , но эффективно в реакции участвуют только  $N_0(1 - \lambda^*) \cdot \exp(-E^*/E_T)$  частиц, которые разлагаются от периферии к центру (см. рис. 1, б).

Уравнения макрокинетики для обоих этапов приводятся к виду

$$\dot{\lambda}_I = 3 \left( \frac{a}{r_0} \right) \left( \frac{1 - \lambda}{1 - \sigma} \right) \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3} p \exp(-E^*/(3E_T)) \sigma^{2/3},$$

$$\dot{\lambda}_{II} = 3 \left( \frac{a}{r_0} \right) \left( \frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^{1/3} p \exp(-E^*/E_T) (1 - \lambda^*)^{1/3} (1 - \sigma)^{2/3},$$

где  $\rho_0$ ,  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — начальная плотность ВВ, плотность ВВ и ПД соответственно;  $\sigma = \lambda\rho/\rho_2$  — объемная концентрация ПД. Расчеты проводились в эйлеровых координатах по методу [77]. Модификация метода применительно к рассматриваемым задачам описывалась в [74].

При моделировании одномерных задач по иницированию использовались экспериментальные профили давления. Подбором параметров  $a/r_0$  и  $E^*$  достигалось хорошее совпадение расчетных и экспериментальных профилей в диапазоне (0,1—1,3)  $p_{\text{т.ж}}$ . Модель использовалась для расчета иницирования литого тротила [75], а также ВВ, состоящих из компонентов с различной чувствительностью к ударному воздействию: сплавы тротил — гексоген, тротил — октоген [76]. Параметры макрокинетики, полученные для литого тротила, успешно описывают также стационарную детонацию насыпного ( $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$ ) тротила [78]. Полученные  $p - v$ -диаграммы процессов соответствуют модели ЗНД [79].

При описании зоны реакции в [80] предполагалась нулевая начальная масса ГТ и их равномерное распределение по объему ВВ. Количество активированных ГТ дается выражением

$$N = N_0 p_1^m \exp(-T_a/T),$$

где  $T$  — температура за фронтом УВ;  $N_0$ ,  $m$ ,  $T_a = \text{const}$ . Из возникших ГТ со скоростью  $w = ap$  ( $a = \text{const}$ ) распространяется сферический фронт горения. Превращение заканчивается при сгорании массы ВВ, приходящей на одну ГТ. Если  $p_{\text{ВВ}} = p_{\text{п}}$ ,  $T_{\text{ВВ}} \neq T_{\text{п}}$ , уравнение макрокинетики имеет вид

$$\frac{d\lambda^{1/3}}{dt} = \left( \frac{4}{3} \pi N \rho_{\text{п}}^{-2} \right)^{1/3} a p \rho_{\text{ВВ}}. \quad (3)$$

При расчете процесса иницирования литого тротила получено удовлетворительное согласие с профилями  $p(t)$  из [46]. Из (3) следует, что максимум скорости разложения реализуется на заключительной стадии, что и наблюдается на графиках  $\lambda(t)$  в различных сечениях заряда. Подобная тенденция противоречит данным, приведенным в исходной для тестовой проверки работе [46]. Модель использовалась в расчетах качественных задач [81, 82].

В [83] предполагается, что скачок давления у координаты  $x$  в момент времени  $t$  образует  $M(x, t, r) \Delta r \text{ см}^{-3}$  ГТ, размер которых  $\simeq r$ . Эти ГТ могут либо термически рассасываться, либо реагировать, образуя  $N(x, t, r) \Delta r \text{ см}^{-3}$  активированных ГТ. Все ВВ внутри данного размера реагирующего очага считается полностью прореагировавшим, а осталь-

ное — непрореагировавшим, так что

$$\lambda = \int_0^{\infty} 4\pi r^3 N/3 dr.$$

Величины  $M$  и  $N$  — функции распределения по  $r$ , которые могут меняться в пространстве и во времени. Если распределение движется вместе с материалом, то при фиксированной лагранжевой координате текущие уравнения для  $M$  и  $N$  имеют вид

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \dot{S}(r) - \frac{DM}{r^2} - kM, \quad \frac{\partial N}{\partial t} = kM - v \frac{\partial N}{\partial r}.$$

Здесь  $S(r)$  — скорость образования ГТ;  $D$  — коэффициент температуропроводности;  $k$  — скорость превращения (т. е. обратное время индукции) неактивированных ГТ в активированные;  $v$  — скорость роста этих активированных ГТ. В конкретном расчете полагалось  $D = \text{const}$ ,  $v = v_0 p$  ( $v_0 = \text{const}$ ;  $k = Z \exp[2(p_0/p)^{1/2}]$ , а  $S(r)$  — функция  $r$  и скорости сжатия, вызванного ударным скачком). Для скорости образования ГТ использовалась простая зависимость  $f(r)$ :

$$S(r) = \dot{V} f(r) = \dot{V} (N_0/r_0) \exp(-r/r_0),$$

где  $V$  — относительный объем;  $N_0$  — число очагов;  $r_0$  — средний размер очага.

Попытка учета физико-механической структуры ВВ сделана в [84, 85]. Схема расчета содержит ряд предположений об условиях образования, развития и изменения количества эффективных очагов разложения ( $N_{\text{э.о}}$ ). Для расчета времени индукции очагов на начальной стадии используется кинетика Аррениуса, а последующее горение происходит со скоростью  $w = a + bp^v$ , где  $a$ ,  $b$  и  $v = \text{const}$ . В расчетах закон горения слабо влиял на результаты, так как решающим фактором в модели являлось изменение геометрии поверхности горения. Основное внимание при разработке расчетной схемы уделено способу описания  $N_{\text{э.о}}$  в зависимости от дисперсности,  $\rho_0$  и  $p_1$ , при этом использовался статистический подход [86, 87]. Приведены результаты расчета инициирования модельного ВВ. Однако сопоставление с экспериментальными данными для модели отсутствует, что затрудняет оценку ее эффективности.

### Проверка моделей

Во всех моделях есть свободные параметры, изменяя которые можно получить достаточно хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных в той или иной постановке. Однако это еще не означает, что при использовании полученного таким образом набора параметров в других задачах будет достигаться соответствие расчета и эксперимента. Поэтому, чем на большем числе различных по классу задач проведена апробация модели, тем выше достоверность ее исходных положений и шире область применимости. В качестве тестовых задач наиболее широко используются следующие: определение зависимости длины преддетонационного участка от инициирующего давления; сопоставление расчетных и экспериментальных профилей  $u(h, t)$  и  $p(h, t)$  при инициировании детонации импульсами различной формы и длительности; обтекание детонационной волной угла из инертного материала; расчет критического диаметра; десенсибилизация ВВ слабой УВ. Более сложные тесты включают в себя варьирование и таких характеристик ВВ, как начальная температура, пористость, размер зерен и другие.

Статистическая модель [83] хорошо описывает рост давления на фронте и переход в детонацию в LX-17. Расчеты профилей давления для двух типов зарядов с различным размером зерен ТАТВ отражают качественно тот факт, что давление на фронте ИУВ в заряде с крупными зернами растет быстрее, хотя глубина инициирования отличается незна-

чительно. Кроме этого, моделировалось изменение чувствительности LX-17 к ударному инициированию при  $T_0 = -44 \div +68^\circ\text{C}$ . Для этого в расчете изменялись параметры  $N_0$  и  $S_{\max}$  (характеризующий начальный объем пор). В целом соответствие с экспериментальными  $l - p_1$ -зависимостями хорошее.

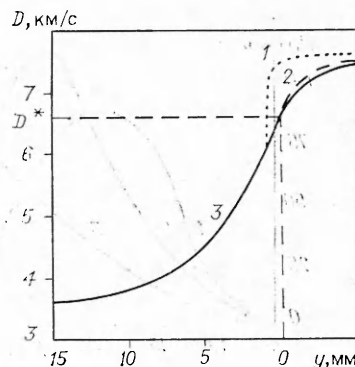
Начальная стадия эволюции профилей  $u(h, t)$  в РВХ-9404 от ступенчатого и короткого импульсов хорошо описывается моделью [73]. Для этого же ВВ как одномерным, так и двумерным гидродинамическими кодами определены  $l - p_1$ -зависимости, практически совпадающие с экспериментальной. И, наконец, эта модель показала возможность по крайней мере качественного воспроизведения экспериментальных результатов при двумерном моделировании обтекания угла ДВ с учетом десенсibilизации РВХ-9502 слабой УВ.

Модель многофазных смесей достаточно точно воспроизводит профиль  $u(t)$  на границе соударения образца пористого гексонитротильбена с мишенью из плавленого кварца и хорошо прогнозирует ранние стадии инициирования РВХ-9404 волной с размытым фронтом. Для этого ВВ успешно воспроизводится эволюция ступенчатого инициирующего импульса, а расчет  $T_{\text{гт}}$  в рамках модели согласуется с измерениями [40]; расхождение появляется при описании поздней стадии инициирования, а также на  $l - p_1$ -диаграмме при больших амплитудах инициирующего импульса.

На широком круге задач проверялась модель [20]. Профили  $p$  и  $u$  при инициировании ступенчатым импульсом сопоставлялись с экспериментальными для РВХ-9404, ТАТВ, тэна, литого тротила. Форма профилей близка к экспериментальным вплоть до глубин, на которых возникает детонация. Построены  $l - p_1$ -зависимости для этих ВВ, в том числе при изменении пористости. В ряде случаев, чтобы добиться совпадения с экспериментом, приходилось изменять значения коэффициентов в уравнении макрокинетики. Хорошее согласие с опытными данными достигнуто при построении  $p_1(\tau)$ -зависимости, в том числе при инициировании коротким импульсом. Эта модель использована и для ряда двумерных задач [88, 89], в частности при инициировании зарядов из гексогена стальным ударником диаметром 15 и 20 мм, и результаты оказались в соответствии с экспериментом. В то же время рассчитанные зависимости скорости детонации от диаметра для двух различных фракций не дают наблюдаемого в эксперименте уменьшения  $d_{\text{кр}}$  зарядов на основе мелкокристаллической фракции. В [88] также не удалось обойтись единым набором коэффициентов для моделирования различных условий эксперимента. Критический диаметр двух ВВ рассчитывался в [64]. В частности, для LX-17  $d_{\text{кр}} = 6,5 \pm 0,5$  мм, что совпадает с интерполяционным значением для экспериментальных данных ( $6 \pm 1$  мм). Кроме того, проведено двумерное моделирование возбуждения детонации ударом пластины конечных размеров. При критических условиях инициирования получено качественное соответствие с экспериментальными результатами из [90].

В настоящее время численные модели все шире используются не только для воспроизведения тестовых данных, но и дают необходимую информацию в тех случаях, когда прямой эксперимент практически невозможен. Так, в [91, 92] расчет взаимодействия ДВ с инертной преградой использован при оценке возмущений, вносимых датчиком в реагирующий поток. Простая модель [93] применялась при анализе обтекания ДВ специальной линзы из инертного материала в заряде. Исследование возможных отказов при варьировании зазора между основным и бустерным зарядом проведено при помощи двумерного гидродинамического кода с макрокинетикой FF [94]. Несмотря на расхождение результатов при оценке критических условий инициирования, авторы отмечают, что численный расчет позволяет исследовать процесс с той степенью детализации, которая не достижима в эксперименте. Хорошее совпадение с опытными данными получено в [95] при моделировании проникновения кумулятивной струи в ВВ на основе ТАТВ и октогена. Кроме того, расчет

Рис. 2. Поведение скорости УВ в переходной зоне. 1 — с гомогенной реакцией; 2 — со сменой топологии горения; 3 — без смены топологии.



позволил объяснить основные различия в механизме возбуждения детонации этих типов ВВ. Использовалась модифицированная модель реакции FF [96].

Детальная картина реагирующего потока дает возможность анализировать проблемы, которые трудноразрешимы аналитическими методами. Даже моделирование одномерной постановки инициирования слоя ВВ импульсом давления, например ударником конечной толщины, при всей своей простоте выявляет ряд интересных закономерностей этого процесса.

Одна из особенностей при инициировании сплава тротила с гексогеном [97] — существование максимума скорости энерговыделения в зоне реакции и изменение его положения относительно фронта УВ. Наличие этого максимума вызвано сменой топологии горения частиц ВВ [75]. По мере усиления ИУВ максимум  $d\lambda/dt$  достигается при больших значениях  $\lambda$  и смещается из глубины зоны реакции к фронту УВ. При некотором значении скорости УВ  $D^*$ , которая меньше стационарной, наблюдается выход максимума  $d\lambda/dt$  к фронту. В этот момент реализуется наибольшее во всей переходной зоне ускорение ИУВ, и распределение параметров (давление, массовая скорость) в зоне реакции становится подобным стационарному. Это обстоятельство позволяет считать длину пробега ИУВ от поверхности инициирования до координаты максимального ускорения за расстояние до детонации  $l$ . В широком диапазоне начальных скоростей ИУВ  $D_1$  зависимость  $l(D_1)$  описывается единым образом (рис. 2) при условии, что волна разрежения с тыльной поверхности ударника не влияет на процесс инициирования. Аналогичные закономерности поведения ИУВ наблюдались в экспериментах с составом гексогенэксон [98], а также РВХ-9404, ТАТВ, тротилом [99] и были использованы при формулировке принципа «нарастания по единственной кривой», составляющего основу модели FF. В отличие от этого принципа полученная зависимость  $l(D_1)$  лишь устанавливает подобие процесса при определенных условиях нагружения.

Количество активированных ГТ при  $D = D^*$  составляет  $\approx 40\%$  от общего числа частиц ВВ и естественно предположить, что в этом случае сразу же за фронтом они начинают сгорать от периферии к центру. Если к макрокинетической зависимости [75] добавить слагаемое с кинетикой Аррениуса, то лишь при  $D \approx D^*$  влияние гомогенного механизма разложения на скорость ИУВ станет заметным. Как смена топологии послойного горения, так и гомогенная реакция способствуют ускорению перехода к стационарному режиму (см. рис. 2) за счет значительного роста скорости разложения ВВ, особенно на начальном этапе. Подобное поведение скорости разложения отмечается и в других ВВ [54].

Причины, вызывающие рост скорости энерговыделения в одномерных задачах, могут объяснить природу срыва стационарных режимов детонации в цилиндрических зарядах. Согласно выводу в [100], для стационарности процесса в зарядах без оболочки «необходимо допустить, что эти ВВ в момент ударного сжатия претерпевают достаточно глубокое разложение». Если это предположение применить к реальному процессу, то речь может идти о ближайшей окрестности фронта УВ, и тогда достаточное разложение обеспечивается высокой скоростью на начальном этапе. Уменьшение  $D$  в цилиндрическом заряде из-за действия боковой волны разрежения приведет при  $D < D^*$  к срыву высокоскоростных режимов реакции. В этом случае количества ВВ, разложившегося в окрестности фронта, будет недостаточно и процесс детонации станет нестационарным.

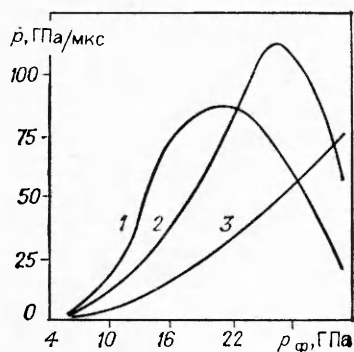


Рис. 3. Значения  $\dot{p}$  за фронтом УВ через различные интервалы времени  $t$ , нс:  
1 — 40, 2 — 20, 3 — 0.

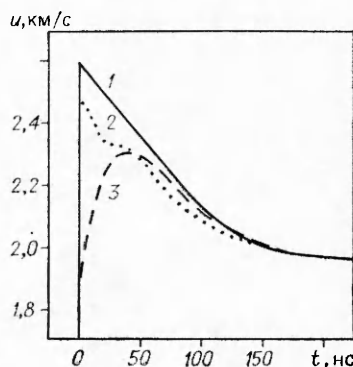


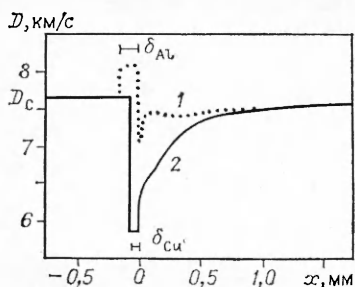
Рис. 4. Профиль массовой скорости при стационарной детонации в ТГ 50/50.  
1 — идеальный датчик; 2 — алюминиевая фольга ( $\delta = 150$  мкм); 3 — медная фольга ( $\delta = 50$  мкм).

нарным. Превалирующее влияние гомогенного механизма при  $D \geq D^*$  объясняет практическое равенство критических скоростей в зарядах ВВ одного состава, но разной физико-механической структуры [101] (жидкий, литой и прессованный тротил). Отличие критических диаметров для указанных ВВ качественно объясняется структурными особенностями и связанными с этим отклонениями характера тепловыделения от закона нормального теплового взрыва [2, гл. V].

Из расчетных данных можно получить оценку минимальной длительности нагружающего импульса  $\tau(p_1)$ , при которой процесс, как отмечалось выше, развивается по общей кривой. С учетом особенностей эволюции максимума  $d\lambda/dt$  в [97] определена связь вида  $p_1^n \tau \geq H$  ( $n = 1,59$ ). Значения  $\tau$ , рассчитанные по этой формуле, существенно ниже определенных по моментам образования в заряде поверхности, аналогичной плоскости Чепмена — Жуге. Эта плоскость разделяет области до- и сверхзвукового течения и в принципе исключает влияние тыльной волны разложения на ИУВ.

Численное моделирование позволяет оценивать достоверность экспериментальной информации. Так, например, из анализа показаний «идеального» электромагнитного датчика в преддетонационной зоне (при  $D \approx D^*$ , см. рис. 2) [79] следует, что без учета времени разрешения передних фронтов сигналов возможны значительные искажения (рис. 3) даже качественного вида зависимости  $\dot{p}$  от давления на фронте  $p_f$ . Отметим, что немонотонный характер  $\dot{p}(p_f)$ , подобный кривым 1, 2 на рис. 3, послужил в [15] поводом для предположения о значительном разложении ВВ во фронте УВ.

Прохождение ДВ через датчики вызывает нестационарные переходные процессы, связанные с рассогласованием динамических импедансов. Расчеты для стационарной детонации по модели [75] позволяют оценить, насколько и как искажаются реальные профили  $u(t)$  и  $D(x)$  в зависимости от материала и толщины датчиков (рис. 4, 5). На нестационарном участке возбуждения детонации взаимодействие ДВ с датчиками может



быть еще сложнее. Регистрация этих явлений сопряжена со значительными техническими трудностями, так как требует высокой точности измерений на малых пространственных базах. Не исключено, что именно

Рис. 5. Зависимость  $D(x)$  при прохождении через датчики.

1 — алюминиевая фольга ( $\delta = 150$  мкм); 2 — медная фольга ( $\delta = 50$  мкм).  $D_c$  — скорость стационарной детонации.

этим вызван «аномальный» вид ударной адиабаты для тротила [59], зарегистрированный в условиях переходных процессов. Возмущение ДВ наблюдается не только при взаимодействии ее с различными датчиками, но даже при переходе детонации через границу раздела между шашками, составляющими заряд [401].

### Заключение

Проведенный обзор показывает, что точные эксперименты по определению эволюции параметров преддетонационных волн, достигнутое высокое временное разрешение при регистрации взаимодействия стационарных ДВ с преградами лежат в основе современного численного моделирования. Используемая в большинстве расчетов физическая модель Зельдовича — Неймана — Деринга имеет достаточное экспериментальное подтверждение в современных исследованиях. Одной из основных причин, вызывающих образование горячих точек как центров химической реакции, является разогрев вещества в результате взаимодействия УВ с порами.

Обзор проиллюстрировал многообразие имеющихся подходов к моделированию и видов полученных уравнений макрокинетики и показал, что уже сейчас они позволяют описывать инициирование в одномерной постановке, а в ряде случаев в двумерной геометрии, включая действие волн разрежения, и оценивать критические условия возбуждения и распространения детонации. Использование численных моделей дает возможность получать новую качественную информацию о процессах, сопровождающих инициирование детонации, и правильно интерпретировать экспериментальные результаты.

### ЛИТЕРАТУРА

1. A. W. Campbell, W. C. Davis e. a. Phys. Fluids, 1961, 4, 4, 511.
2. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
3. Хейс. ПНИ, 1981, 4, 92.
4. J. Vorthman, J. Wackerle.— In: Shock waves in condensed matter/ed. by J. Asay e. a. Amsterdam: North-Holland Phys. Pub., 1984.
5. Вантин, Чэн и др. ПНИ, 1980, 1, 128.
6. F. Bauer. Proc. 1-st Symp. on Gauges and Piezoresistive Materials. A. D. E. R. A.— Bordeaux, 1981.
7. R. A. Lederer, S. A. Sheffield e. a. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. Arlington, 1976.
8. D. D. Blomquist, S. A. Sheffield. J. Appl. Phys., 1983, 54, 1717.
9. Л. В. Альтшулер, В. К. Ашаев и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 153.
10. W. G. Von Holle, C. M. Tarver. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1981.
11. W. G. Von Holle.— In: Shock waves in condensed matter/ed. by J. Asay e. a. Amsterdam: North-Holland Phys. Pub., 1984.
12. A. Delpuech, J. Cherville, C. Michaud. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1981.
13. W. M. Troft, A. M. Renlund. 8-th Symp. (Intern.) on Detonation. Albuquerque, 1985.
14. П. А. Уртъев, Р. М. Эрикссон и др. ФГВ, 1986, 22, 113.
15. В. С. Трофимов.— В кн.: Детонация. Черноголовка, 1978.
16. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ФГВ, 1980, 16, 2, 92.
17. В. А. Авенин, В. К. Ашаев, Г. С. Доронин.— В кн.: Детонация и ударные волны. Черноголовка, 1986.
18. В. Hayes, C. M. Tarver. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1981.
19. S. A. Sheffield, D. D. Bloomquist, C. M. Tarver. J. Chem. Phys., 1984, 80, 3831.
20. E. L. Lee, C. M. Tarver. Phys. Fluids, 1980, 23, 2362.
21. А. В. Уткин, Г. И. Канель.— В кн.: Детонация и ударные волны. Черноголовка, 1986.
22. Ф. П. Боуден, А. Д. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах. М.: ИЛ, 1955.
23. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтровская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2, 380.
24. С. Г. Андреев, М. М. Бойко, В. С. Соловьев. ФГВ, 1976, 12, 1, 117.
25. С. Г. Андреев и др. ФГВ, 1979, 15, 6, 143.



26. С. Г. Андреев, В. С. Соловьев, В. В. Лазарев.— В кн.: Детонация и ударные волны. Черноголовка, 1986.
27. C. S. Caffey e. a. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation, White Oak, 1981.
28. Г. Т. Афанасьев и др. ФГВ, 1972, 8, 2, 299.
29. C. L. Mader. Phys. Fluids, 1965, 8, 1811.
30. Б. А. Хасанов и др.— В кн.: Детонация. Черноголовка, 1981.
31. C. L. Mader, J. Kershner. 8-th Symp. (Intern.) on Detonation. Albuquerque, 1985.
32. M. Carrol, A. C. Nolt. J. Appl. Phys., 1972, 43, 1626.
33. В. С. Соловьев и др.— В кн.: Детонация. Черноголовка, 1981.
34. P. A. Taylor. 8-th Symp. (Intern.) on Detonation, Albuquerque, 1985.
35. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых взрывчатых веществ. М.: Наука, 1968.
36. R. V. Frey. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1981.
37. L. V. Seely. 4-th Electric Initiator Symp. Franklin Inst. Philadelphia, 1963.
38. J. Starkenberg. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1981.
39. R. V. Frey. 8-th Symp. (Intern.) on Detonation. Albuquerque, 1985.
40. M. Cowperthwaite. 14-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combustion Institute, Pittsburgh, 1973.
41. R. Fowles, R. F. Williams. J. Appl. Phys., 1970, 41, 360.
42. M. Cowperthwaite, R. F. Williams. J. Appl. Phys., 1971, 42, 456.
43. D. E. Grady. J. Geophys. Res., 1973, 78, 3, 1299.
44. L. Seaman. J. Appl. Phys., 1974, 45, 10, 4303.
45. J. Wackerle, J. O. Johnson, P. M. Halleck. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. Arlington, 1976.
46. Г. И. Канель, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 85.
47. A. N. Dremin. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. Discussion, Arlington, 1976.
48. H. C. Vantine e. a. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1981.
49. G. L. Nutt, L. M. Erickson.— In: Shock waves in condensed matter/ed. by J. Asay e. a. Amsterdam: North-Holland Phys. Pub., 1984.
50. Ю. М. Балинец, А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ФГВ, 1978, 14, 3, 111.
51. Т. Н. Фортова и др. ФГВ, 1979, 15, 4, 150.
52. Дж. Уокерли и др.— В кн.: Детонация и взрывчатые вещества/Под ред. А. А. Борисова. М.: Мир, 1981.
53. A. V. Anderson e. a. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1981.
54. Ч. Мейдер. Численное моделирование детонации. М.: Мир, 1985.
55. J. Wackerle, A. V. Anderson.— In: Shock waves in condensed matter/ed. by J. Asay e. a. Amsterdam: North-Holland Phys. Pub., 1984, 601.
56. M. Cowperthwaite. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1981.
57. Г. А. Адауров, В. С. Трофимов, В. А. Яковлева. ФГВ, 1968, 4, 3, 397.
58. В. С. Трофимов. ФГВ, 1981, 17, 5, 93.
59. А. А. Воробьев и др. ФГВ, 1985, 21, 2, 106.
60. А. И. Дремин, С. А. Колдунов.— В кн.: Взрывное дело, № 63/20. М.: Недра, 1967.
61. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов, К. К. Шведов. ПМТФ, 1963, 6, 131.
62. В. А. Васильев, А. А. Ивлев. ФГВ, 1972, 8, 2, 290.
63. Л. Грин и др.— В кн.: Детонация и взрывчатые вещества/Под ред. А. А. Борисова. М.: Мир, 1981.
64. C. M. Tarver, J. O. Hollquist. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1981.
65. C. M. Tarver, L. M. Erickson, N. L. Parker.— In: Shock waves in condensed matter/ed. by J. Asay e. a. Amsterdam: North-Holland Phys. Pub., 1984.
66. Б. Н. Кондриков, В. М. Райкова, Б. С. Самсонов. ФГВ, 1973, 9, 1, 84.
67. Дж. Нунзиато, Е. Уолш, Дж. Кеннеди.— В кн.: Детонация и взрывчатые вещества/Под ред. А. А. Борисова. М.: Мир, 1981.
68. M. E. Kipp, J. W. Nunziato, R. E. Setchell. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1981.
69. J. W. Nunziato.— In: Shock waves in condensed matter/ed. by J. Asay e. a. Amsterdam: North-Holland Phys. Pub., 1984.
70. D. V. Hayes, M. E. Kipp, J. N. Nunziato. Ibid.
71. J. W. Nunziato, E. K. Walsh. Arch. Rational Mech. Anal., 1980, 73, 285.
72. В. А. Кхасанов e. a. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1981.
73. P. K. Tang, J. N. Johnson, C. A. Forest. 8-th Symp. (Intern.) on Detonation. Albuquerque, 1985.
74. В. Ф. Лобанов. ФГВ, 1980, 16, 6, 113.
75. В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов, С. А. Бордзиловский. ФГВ, 1982, 18, 3, 90.
76. С. А. Бордзиловский, В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов. ФГВ, 1983, 19, 4, 136.
77. С. К. Годунов и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
78. V. M. Titov e. a. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1981.
79. В. Ф. Лобанов. ФГВ, 1985, 21, 6, 113.
80. М. В. Баталова, С. М. Бахрах, В. И. Зубарев. ФГВ, 1980, 16, 2, 105.
81. С. М. Бахрах и др. ФГВ, 1981, 17, 6, 117.
82. С. М. Бахрах и др. ФГВ, 1984, 20, 4, 121.
83. S. G. Cochran, C. M. Tarver.— In: Shock waves in condensed matter/ed. by J. Asay e. a. Amsterdam: North-Holland Phys. Pub., 1984.
84. В. Н. Постнов, В. С. Соловьев.— В кн.: Детонация. Черноголовка, 1977.

85. В. С. Соловьев, В. Н. Постнов.— В кн.: Вопросы физики взрыва и удара. Тр. МВТУ, № 312, 1980.
  86. Р. Чайкен, Дж. Эдвардс.— В кн.: Детонация и взрывчатые вещества/Под ред. А. А. Борисова, М.: Мир, 1981.
  87. А. Шильпероорд. Там же.
  88. H. Moulard, J. W. Kury, A. Delclos. 8-th Symp. (Intern.) on Detonation. Albuquerque, 1985.
  89. K. Vahl e. a. Ibid.
  90. R. K. Jackson e. a. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. Arlington, 1967.
  91. В. А. Агурейкин, Б. П. Крюков, В. Н. Постнов.— В кн.: Детонация. Черногловка, 1981.
  92. V. M. Titov e. a. 8-th Symp. (Intern.) on Detonation. Albuquerque, 1985.
  93. K. Thoma, C. Klee, D. Ludwig.— In: Shock waves in condensed matter/ed. by J. Asay e. a. Amsterdam: North-Holland Phys. Pub., 1984.
  94. F. Leibundgut. 8-th Symp. (Intern.) on Detonation. Albuquerque, 1985.
  95. D. Pirotais, J. P. Plotard, J. C. Braconnier. Ibid.
  96. P. Donguy, N. Legnard. 7-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1981.
  97. В. Ф. Лобанов. ФГВ, 1986, 22, 5, 104.
  98. I. E. Lindstrom. J. Appl. Phys., 1966, 37, 4873.
  99. B. G. Craig, E. F. Marshall. 5-th Symp. (Intern.) on Detonation. Arlington, 1970.
  100. В. С. Трофимов. ФГВ, 1983, 19, 4, 150.
  101. A. W. Campbell, R. Engelke. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. Arlington, 1976.
-