

На правах рукописи

БОЛОТНОВА Раиса Хакимовна

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ РАЗРУШЕНИИ,
СТРУКТУРНЫХ, ФАЗОВЫХ, ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ
И ПОСТРОЕНИЕ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВ**

01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Тюмень – 2008

Работа выполнена в Институте механики Уфимского научного центра РАН и на кафедре механики сплошных сред ГОУ ВПО Башкирский государственный университет

Научный консультант: доктор физико-математических наук,
академик РАН
Нигматулин Роберт Искандерович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор
Кутушев Анвар Гумерович
доктор физико-математических наук,
профессор
Аганин Александр Алексеевич
доктор физико-математических наук,
профессор
Шарафутдинов Рамиль Файзырович

Ведущая организация: Объединенный институт высоких температур РАН

Защита состоится 19 декабря 2008 г. в 15 час. на заседании диссертационного совета ДМ212.274.09 при Тюменском государственном университете по адресу: 625003 г. Тюмень, ул. Перекопская, 15А.

Адрес для переписки: 625026 Тюмень, а/я 1507
ТФ ИТПМ СО РАН, тел.: (3452) 24-37-12

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Тюменского государственного университета по адресу: 625003, г. Тюмень, ул. Семакова, д. 10.

Автореферат разослан «___» _____ 2008 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
к.ф.-м.н., доцент

Мусакаев Н.Г.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Исследование процессов динамического воздействия на конденсированные вещества, сопровождающихся изменением структуры (фазовые превращения в твердых телах и жидкостях, образование, развитие микроповреждений и полное разрушение материала при воздействии растягивающих напряжений, возникающих при взаимодействии ударного импульса со свободными и контактными границами многослойных конструкций, компактирование пористой среды и т.д.), прежде всего связано с созданием и развитием физико-математических моделей, способных правильно описывать экспериментальные наблюдения и достаточно простых для численной реализации.

Изучение механизмов откольного разрушения тесно связано с проблемой защиты от разрушения конструкционных материалов в условиях интенсивных динамических воздействий. Применение специальным образом построенных слоистых систем с использованием пористых материалов, поглощающих энергию импульсов сжатия, дает возможность регулировать интенсивность формирующихся волн сжатия и растяжения и тем самым снижать уровень растягивающих напряжений. Моделирование таких процессов позволяет прогнозировать реакцию материала на интенсивные динамические нагрузки.

Теоретическое исследование реакций синтеза неорганических соединений в условиях ударно-волнового воздействия является чрезвычайно интересной проблемой, связанной с разработкой принципиально новых технологий получения материалов с уникальными свойствами.

При моделировании движения многофазных сред в первую очередь возникает потребность определения уравнения состояния вещества, что является необходимым и важным звеном при построении моделей различных физических процессов. Проблема построения достаточно простого широкодиапазонного уравнения состояния в аналитической форме, описывающего как паровое (газовое), так и жидкое состояния, включая сверхсильные сжатия и сверхвысокие температуры, возникла в связи с актуальностью исследований состояний различных жидкостей в условиях сильных сжатий при пузырьковом коллапсе.

Цели работы:

- установление закономерностей ударно-волновых процессов в конденсированных средах различной структуры с эффектами разрушения, фазовыми и химическими превращениями;
- построение широкодиапазонных уравнений состояния жидкости и газа в аналитической форме для исследования сверхсильных сжатий пузырьковых систем под воздействием волн давления.

Основные задачи исследования:

- построение математических моделей:
 - модели пористой уплотняющейся упругопластической среды;
 - модели порошковой среды с учетом химических превращений;
 - двумерной модели повреждаемой упругопластической среды, описывающей анизотропный характер возникающих повреждений;
- определение критериев предотвращения откола с помощью многослойных и пористых материалов;
- моделирование химических реакций синтеза в порошковых средах в условиях ударного нагружения;
- разработка методов построения широкодиапазонных уравнений состояния для воды и органических жидкостей.

Практическая и теоретическая ценность работы

Построенные в диссертации модели разрушения, уплотняющейся пористой среды, порошкообразной среды с учетом химических превращений, реализованные алгоритмы численного решения задач ударного нагружения на основе предложенных моделей, являются инструментом для проведения научных исследований, расширяют и углубляют теоретические представления о явлениях, сопровождающих ударно-волновые процессы в изучаемых средах и могут использоваться научными учреждениями при разработке практических рекомендаций при проектировании слоистых и пористых защит, при синтезе неорганических веществ в условиях ударно-волнового воздействия.

Широкодиапазонные уравнения состояния жидкости и газа могут применяться при решении прикладных задач волновой и газовой динамики для парожидкостных систем, как в условиях медленно протекающих процессов, так и в режимах ударно-волновых воздействий, когда необходим учет реальных термодинамических свойств изучаемой среды.

Работа выполнялась при содействии программы АН РБ № 5 «Фундаментальные проблемы физики, математики, механики. Теория, математическое моделирование» по темам № 3.1.2 (1996-1997 г.) «Нестационарные процессы в порошковых средах с физико-химическими превращениями» и № 5.6.2 (1998 г.) «Динамика сильных волн давления в конденсированных средах»; программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Гидродинамика и интенсивные физико-химические превращения при сверхсжатии парогазовых пузырьков», гос. контракт № 62/3 (№ 10002-251/П-18/068-093/200503-163, 05.05.2003 г.); программы фундаментальных исследований ОЭМПУ РАН «Динамика и акустика неоднородных жидкостей, газожидкостных систем и суспензий»; гранта РФФИ № 05-01-00045 «Влияние внешнего воздействия и физико-химических свойств жидкостей на динамику кавитационного пузырька и пузырькового кластера».

Научная новизна работы состоит в следующем:

Разработана одномерная модель уплотняющейся пористой упругопластической среды. С привлечением акустического анализа реализована методика нахождения параметров слоев пористой и многослойной мишени, позволяющая снижать опасность откольного разрушения.

Исследованы особенности синтеза неорганических материалов в условиях ударного нагружения порошковой смеси с использованием предложенной одномерной модели порошковой среды с учетом химических превращений.

Предложена модель повреждаемой упругопластической среды, описывающая нестационарное движение плоских двумерных ударных волн с учетом анизотропии разрушения хрупкого и вязкого типов. Показаны особенности волновых процессов с учетом влияния краевых эффектов и кинетики разрушения на процесс откола в условиях ударного нагружения.

Предложены новые подходы при построении широкодиапазонных аналитических уравнений состояния для жидкости и газа.

Основные положения, выносимые на защиту

Модель уплотняющейся пористой упругопластической среды.

Метод определения параметров слоев пористых и многослойных мишеней, уменьшающих опасность откольного разрушения.

Модель порошковой среды с химическими превращениями в условиях ударного нагружения.

Модель повреждаемой упругопластической среды для описания нестационарных движений ударных волн с анизотропией разрушения хрупкого и вязкого типов.

Методы построения уравнений состояния воды и органических жидкостей в широком диапазоне изменения термодинамических свойств.

Достоверность результатов работы следует из корректности физической и математической постановок задач, применения методов механики многофазных сред при разработке математических моделей; выполнения законов сохранения физических процессов и уравнений термодинамической совместности. Компьютерная реализация используемых численных методов решения построенных математических моделей основана на достоверных алгоритмах, на сравнении с точными аналитическими решениями, численными и экспериментальными данными разных авторов.

Апробация работы и публикации

Материалы диссертационной работы докладывались и обсуждались на Всесоюзном симпозиуме по макрокинетике и химической газодинамике (Алма-Ата, 1984); на 3-ем Всесоюзном совещании по детонации (Таллинн, 1985); на 4-ом Всесоюзном совещании по детонации (Черноголовка, 1988); on the International Conference "High Energy Rate Fabrication" (Ljubljana, 1990); на VII Межотраслевой научно-технической конференции (Миасс, 1992); on the 8-th International Conference on Fracture Mechanics" (Kiev, 1993); on the International Conference "Contact mechanics 95" (Ferrara, Italy, 1995); на Всероссийской научной конференции «Актуальные вопросы механики, электроники, физики Земли и нейтронных методов исследований» (Стерлитамак, 1997); на XXII школе-семинаре по проблемам механики сплошных сред под руководством академика АН Республики Азербайджан А.Х. Мирзаджанзаде (Уфа, 1998); на Международной конференции по многофазным системам, посвященная 60-летию со дня рождения академика РАН Р.И. Нигматулина (Уфа, 2000); на Всероссийском съезде по теоретической и прикладной механике (Ташкент, 1986; Москва, 1991; Пермь 2001; Нижний Новгород 2006); on the International Congress of Theoretical and Applied Mechanics (20-th, 2000, Chicago, USA, 21-th, 2004, Warsaw, Poland); на Международной конференции «VI Заббахинские научные чтения» (Снежинск, 2001); на Российской научно-технической конференции «Мавлютовские чтения» (Уфа,

2006); on the International Conference on Multiphase Flow (IV-th, 2001, New Orleans, Louisiana, USA; 6-th, ICMF 2007, Leipzig, Germany); на Российской конференции «Механика и химическая физика сплошных сред» (Бирск, 2007), на Российском симпозиуме «Динамика многофазных сред» (Казань, 2008).

Основные результаты работы докладывались автором на семинарах Института механики УНЦ РАН (под руководством академика РАН Нигматулина Р.И. и проф. Шагапова В.Ш.); кафедры механики сплошных сред математического факультета Башкирского государственного университета (под руководством чл.–корр. РАН Ильгамова М.А.); Института проблем химической физики РАН (Черноголовка) под руководством чл.–корр. РАН Канеля Г.И.

Результаты диссертации опубликованы в 32 работах, включая монографию.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 312 страниц, в том числе 83 рисунка и 14 таблиц. Список литературы состоит из 297 наименований.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность и благодарность научному консультанту и учителю академику РАН Нигматулину Роберту Искандеровичу за полезные советы, постоянное внимание и поддержку, определившие выбор направлений проведенных исследований. Автор благодарен рано ушедшему из жизни профессору, доктору физ.–мат. наук Ахмадееву Наилю Хатыповичу, под руководством которого начиналось становление автора как профессионального исследователя.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность темы диссертации, формулируются цели и основные задачи исследования, отмечается практическая значимость и научная новизна, приводятся защищаемые положения и обосновывается их достоверность.

Первая глава является обзорной и посвящена моделям и методам исследования поведения веществ в условиях динамического нагружения. Здесь приведены сведения о моделях и критериях откольного разрушения на различных этапах исследований. Первые теоретические исследования откольного разрушения характе-

ризовались развитием статического подхода, когда разрушение рассматривалось как критическое событие мгновенной потери сплошности вещества при достижении какой-либо контролируемой величиной предельного значения (Альтшулер Л.В., Иванов А.Г., Качан Н.С., Новиков С.А., Райнхарт Дж., Тришин Ю.А., Etkman J.O., Nahmani G., и др.). При этом полагалось, что исследуемый материал является бездефектным, и не учитывалось влияние несовершенств структуры вещества на его прочность. Следующим этапом исследований явилась разработка интегральных критериев откола – энергетического, временного и кинетического подхода для описания процесса откола (Канель Г.И., Кольский Г., Степанов Г.В., Cochran S., Banner D. и др.). Рассмотрены наиболее полные и развернутые модели откольного разрушения, учитывающие многоэтапный процесс разрушения, включающий возникновение и развитие микрповреждений вплоть до образования макродефектов с последующей потерей несущей способности конструкции (Ахмадеев Н.Х., Нигматулин Р.И., Curran D.R., Seaman L., Shockey D.A. и др.). В последнее время при моделировании процесса динамического разрушения твердых тел все более широко применяются методы молекулярной динамики (Кривцов А.М. и др.)

Различные модели пористой среды используются при решении задач взаимодействия ударных волн с пористыми и порошковыми материалами (Белов Н.Н., Неймарк А.В., Нестеренко В.Ф., Милявский В.В., Корнеев А.И., Симоненко В.Г., Фортов В.Е., Хейфец Л.И., Хищенко К.В., Johnson J.N., Carroll M.M., Holt A.C. и др.). При моделировании ударных процессов в пористых упругопластических средах используется осреднение, основанное на законах сохранения массы импульса и энергии для каждой фазы многофазной системы (Нигматулин Р.И.). Этот подход получил развитие в настоящем исследовании, где реализовано смешанное рассмотрение, когда параметры пористой и (или) разрушающейся среды и законы сохранения выписываются для величин, осредненных по объему смеси.

В рассматриваемой главе рассмотрены методы исследования откольного разрушения при решении пространственных задач (Петров И.Б., Платова Т.М., Канель Г.И., Кондауров В.И., Никифоровский В.С., Фортов В.Е., Хорев И.Е. и др.). Перенос одномерных моделей разрушения на решение пространственных задач по существу предполагает, что состояние среды характеризуется ска-

лярным параметром повреждаемости и описывает случай изотропного повреждения, т.е. возникающие микроповреждения – трещины или поры равномерно распределены по всем направлениям. Результаты металлографических исследований показывают, что микрополости при накоплении повреждений далеко не изотропны, и имеют преимущественную ориентацию. Следовательно, изотропная теория не может описать направленный характер повреждений, откуда следует необходимость введения тензорных характеристик поврежденности при решении задач неоднородного динамического разрушения.

Далее рассмотрены методы защиты от откольного разрушения с помощью специальных слоистых и пористых материалов. Вопросы прохождения ударных волн в слоистых средах рассматривались в различных аспектах в зависимости от достаточно конкретного построения многослойной системы (Дерibas А.А., Забабахин Е.И., Забродин А.В., Качан М.С., Коуэн, Нестеренко В.Ф., Нигматулин Р.И., Фомин В.М., Энфинсен и др.). Такой подход наиболее приемлем при решении подобных задач, тем более что пока не существует универсальной теории по причине большого количества параметров, влияющих на форму и интенсивность волновых импульсов в многослойной среде. В настоящей работе при исследовании вопросов защиты мишени от откольного разрушения с помощью слоистых и пористых материалов, предлагается проводить предварительный акустический анализ, а затем моделировать процесс с использованием более сложной модели упругопластической повреждаемой и уплотняющейся пористой среды.

Далее рассмотрены экспериментальные и теоретические исследования протекания химических реакций в условиях ударного нагружения. Приведены работы с наиболее полными данными по синтезу сульфида олова SnS, образующегося при взрывном или ударном воздействии на порошковую смесь из частиц олова и серы (Бацанов С.С., Набатов С.С., Шубитидзе С.О., Якушев В.В., Bennett L.S., Iyer K.R., Horie Y., Sorrell F.Y. и др.). Показана возможность разработки модели химически реагирующей порошковой смеси для исследования процессов, происходящих при ударном синтезе материалов в условиях выбранных экспериментов по ударному нагружению Sn+S на базе моделей механики многофазных сред (Нигматулин Р.И.).

При моделировании движения многофазных сред возникает потребность определения уравнения состояния вещества в широком

диапазоне изменения термодинамических свойств с учетом согласования фаз. Таким образом, формулировка уравнений состояния веществ является необходимым и важным звеном при построении моделей различных физических процессов. На основе экспериментальных данных и общих теоретических представлений разработаны модели уравнений состояния, охватывающие все агрегатные состояния, включая плотную плазму (Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортов В.Е.). Термодинамика таких состояний строится в рамках полумпирических моделей, в которых теоретические представления и опытные данные используются при определении численных значений функциональных зависимостей. В области сверхвысоких давлений уравнения состояния обладают правильной асимптотикой к модели сверхсжатого вещества Томаса-Ферми и квазиидеальной плазмы Дебая-Хюккеля. В последнее время с совершенствованием компьютерной техники получило признание молекулярно-динамическое моделирование в вопросах исследования термодинамических свойств веществ.

В процессах схлопывания кавитационных паровых пузырьков в сильных акустических полях вещество в центре пузырька испытывает огромные сжатия. В связи с важностью исследования подобных явлений возникает проблема построения достаточно простого широкодиапазонного уравнения состояния, описывающего как паровую, так и жидкую фазы вплоть до сверхвысоких давлений и температур, включая диссоциацию, ионизацию и некоторые другие явления, возникающие при интенсивном схлопывании (Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х., 2007, 2008).

Во второй главе в акустическом приближении рассмотрены особенности формирования ударных волн в многослойных материалах, генерируемых ударом пластины с использованием таких характеристик слоев, как акустическая жесткость $z_i = \rho_i c_i$ (ρ_i – плотность, c_i – скорость звука) и их длина l_i ($L = \sum_{i=1}^N l_i$, N – число слоев). При этом полагалось, что генерация импульса сжатия осуществлялась тонким ударником ($l_0 \sim 0.1L$). В случае мягкого ударника ($z_1 \geq z_0$) вследствие его отскока образуется прямоугольная волна сжатия. Жесткое сцепление пластин приведет к тому, что за первой волной сжатия последует серия волн со знакопеременным давлением и уменьшающейся амплитудой. Соударение жесткого ударника с мягкой мишенью формирует волну сжатия ступенчатой формы. При использовании достаточно тонких лице-

вых экранов, жесткость которых совпадает с жесткостью ударника, в мягкой мишени генерируется волна сжатия, по форме близкая к прямоугольной. Если длины ударника и лицевого слоя сравнимы и состоят из одинаковых материалов, то ступенчатая волна сжатия аналогична волне сжатия, возникающей без использования лицевого слоя (рис. 1). Рассмотрено влияние лицевых слоев на величину растягивающих напряжений ($l_0, l_1 \sim 0.1L$). Показано, что ослабление растягивающих напряжений достигается как с помощью жестких, так и мягких лицевых слоев. Например, при соотношении жесткостей слоев: $0.25 < q < 1$ ($q = z_1/z_2, d = z_0/z_2 = 1$) происходит увеличение результирующего импульса растяжения $\sigma^\Sigma = \sigma^{112} + \sigma^{122}$ по сравнению с однородной пластиной ($q = 1$). Если же $q < 0.25$ или $q > 1$, то результирующий импульс σ^Σ будет уменьшаться.

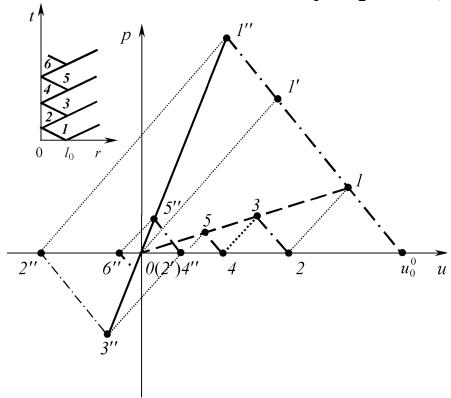


Рис. 1. $p-u$ и $r-t$ диаграммы состояний ударника и мишени. Верхний индекс ' соответствует $z_1 = z_0$, индекс '' : $z_1 > z_0$, отсутствие индекса: $z_1 < z_0$.

Например, при соотношении жесткостей слоев: $0.25 < q < 1$ ($q = z_1/z_2, d = z_0/z_2 = 1$) происходит увеличение результирующего импульса растяжения $\sigma^\Sigma = \sigma^{112} + \sigma^{122}$ по сравнению с однородной пластиной ($q = 1$). Если же $q < 0.25$ или $q > 1$, то результирующий импульс σ^Σ будет уменьшаться.

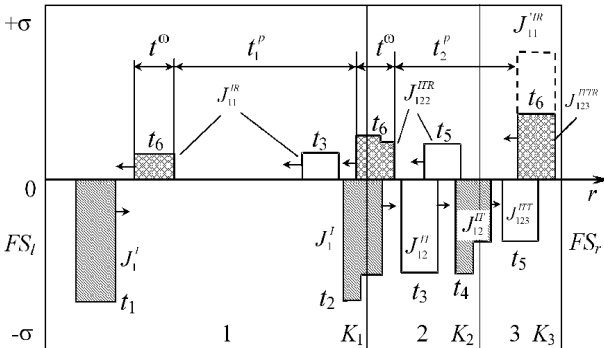


Рис. 2. Схема прохождения прямоугольного импульса сжатия, сформированного в процессе ударного нагружения трехслойной пластины с уменьшающимися жесткостями слоев $z_1 > z_2 > z_3$.

Акустический анализ ударного нагружения многослойных мишеней показал, что предотвратить откол в слоистой пластине с уменьшающимися значениями акустических импедансов в направлении движения ударной волны возможно при соответствующем

щем выборе материалов слоев и их длин, следующем из условия ограничения растягивающих напряжений в слоях и отсутствия наложения волн растяжения (рис. 2).

В третьей главе приведена модель повреждаемой и уплотняющейся пористой среды и исследованы особенности поведения многослойных и пористых мишеней в условиях ударного нагружения (Ахмадеев Н.Х., Ахмадеев Р.Х., Болотнова Р.Х., 1985; Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х., 1993; Нигматулин Р.И., Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х., 1992; Болотнова Р.Х., 2006).

Конденсированная среда с микропорами может быть представлена как смесь двух фаз в полном объеме смеси V_t . Первая - конденсированная фаза (матрица), занимает объем V_m и характеризуется истинной плотностью ρ_m^0 ; вторая фаза (микропоры), занимающая объем V_ξ , имеет истинную плотность материала пустот (газ) ρ_ξ^0 ; при этом предполагается, что $\rho_\xi^0 \ll \rho_m^0$. Изолированные микропоры с линейными размерами (λ) пренебрежимо малы по сравнению с линейными размерами матрицы несущей среды (l): $\lambda \ll l$. Следовательно, полный объем смеси и средняя плотность пористой среды определяются следующим образом:

$$V_t = V_m + V_\xi, \quad \rho = \rho_m^0(1 - \xi) + \rho_\xi^0 \xi \approx \rho_m^0(1 - \xi),$$

где $\xi = V_\xi / V_t$ - относительное объемное содержание микропор.

При описании процесса динамического деформирования используются законы сохранения массы, импульса и энергии в переменных Лагранжа в случае одномерного плоского приближения для осредненных характеристик пористой среды (Нигматулин Р.И., 1987):

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial v}{\partial r}, \quad \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial \sigma}{\partial r}, \quad \rho \frac{\partial e}{\partial t} = \sigma \frac{\partial v}{\partial r}, \quad (1)$$

которые справедливы до критического значения относительного объемного содержания микропустот ξ^* . После достижения величины ξ значения ξ^* становится невозможным описывать пористую среду уравнениями (1), т.к. происходит формирование макронеоднородностей. В (1) использованы следующие обозначения: v - массовая скорость частиц смеси, e и σ - относительная внутренняя энергия и осредненный тензор напряжений пористой среды, которые выражаются через соответствующие истинные величины:

$$e = e^0 + e_\xi^0 + e_\xi^S, \quad \sigma = \sigma^0(1 - F(\xi)) + \sigma_\xi^0 \Phi(\xi), \quad (2)$$

где e_{ξ}^0 и σ_{ξ}^0 - удельная внутренняя энергия и напряжение материала микропустот, а e_{ξ}^S - энергия, связанная с образованием и закрытием порового пространства ξ . Материал фазы микропор (газ) характеризуется параметрами, согласованными с конденсированной фазой: $e_{\xi}^0 \ll e^0$ и $\sigma_{\xi}^0 \ll \sigma^0$. В (2) функции $F(\xi)$ и $\Phi(\xi)$ характеризуют форму микропор. В простейшем случае $F(\xi) = \Phi(\xi) = \xi$. Необходимость учета формы пор в компонентах напряжений (2) следует из зависимости среднего напряжения σ от выделенной ориентированной площадки S пористой среды и зависит от размера микрополостей, а также от ориентации плоских микротрещин. Внутренняя энергия и напряжение матрицы несущей среды определяется соотношениями:

$$e^0 = e^0(\rho_m^0, T), \quad \sigma^0 = -p^0(\rho_m^0, T) + \tau^0.$$

При описании внутренней энергии $e^0(\rho_m^0, T)$ и давления $p^0(\rho_m^0, T)$ используется уравнение состояния в форме Ми-Грюнайзена; в упругой области $\tau^0 < \tau_s$ для девиатора напряжений предполагается справедливым закон Гука в дифференциальной форме:

$$\dot{\tau}^0 = \frac{4}{3} \mu \left(\frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial v}{\partial r} - \dot{\Delta} \right), \quad \text{где } \dot{\Delta} = \frac{1}{(1-\xi)} \frac{d\xi}{dt} - \text{ скорость деформации,}$$

определяемая динамикой порового пространства. Для девиатора напряжений в пластической области, когда $\tau^0 \geq \tau_s^0$, девиатор τ^0 в соответствии с условием текучести Мизеса сохраняется на пределе текучести. μ и τ_s - эффективные модуль сдвига и предел текучести в макрочастице пористой или повреждаемой среды, уменьшенные по сравнению с соответствующими величинами для сплошного тела за счет размера и формы несплошностей:

$$\mu = \mu^0(1 - F(\xi)), \quad \tau_s = \tau_s^0(1 - F(\xi)).$$

Основное влияние на динамику порового пространства оказывает интенсивность волны сжатия и время действия приложенной нагрузки. В первом приближении будем полагать, что этот процесс зависит только от интенсивности состояния сжатия матрицы несущей среды, тогда мы можем записать следующие выражения для кинетики закрытия и открытия порового пространства:

$$\dot{\xi}_{cl} = \frac{\sigma^0 - \sigma_{cl}^L}{\tau_{cl}^k \sigma_{cl}^{0L}}, \text{ если } \xi > 0 \text{ и } \sigma^0 < \sigma_{cl}^L = \sigma_{cl}^{0L}(1 - F(\xi)), \quad (3)$$

$$\dot{\xi}_{op} = \frac{\sigma^0 - \sigma_{op}^L}{\tau_{op}^k \sigma_{op}^{0L}}, \text{ если } \xi < \xi_{op}^* \text{ и } \sigma^0 > \sigma_{op}^L = \sigma_{op}^{0L}(1 - F(\xi)). \quad (4)$$

Здесь $\dot{\xi}_{cl} < 0$, $\dot{\xi}_{op} > 0$, и τ^k , σ^{0L} – кинетические параметры. При изучении образования и роста повреждений в волне растяжения, мы должны определить уровень растягивающих напряжений σ_{op}^{0L} , при превышении которого в матрице несущей среды происходит образование микрповреждений. Кроме того, мы должны учесть форму микронесплошностей при определении функции $F(\xi)$. Для сферических пор использовалась зависимость $F(\xi) = \xi/\xi^*$, а для плоских трещин: $F(\xi) = (\xi/\xi^*)^{0.5}$.

Далее сформулирована постановка задачи и описан используемый численный метод решения (метод частиц с псевдовязкостью). В численных экспериментах проводился подбор материалов демпфирующих слоев с целью защиты многослойной пластины от разрушения или же максимального снижения уровня возникающих растягивающих напряжений в условиях базового опыта (Канель Г.И., Щербань В.В.), где плоское ударное нагружение железной мишени ($l_1 = 10$ мм) осуществлялось пластиной из алюминия ($l_0 = 2$ мм, $v_0 = 600$ м/с). В качестве материалов защитных слоев были выбраны вольфрам, железо, титан, алюминий, магний, хлорид калия, фторопласт и парафин. На примере численного моделирования ударного нагружения двухслойных пластин показано, что существует оптимальная длина второго слоя l_2 , не приводящая к наложению растягивающих импульсов и устраняющая наличие между ними временной паузы. Установлено, что более жесткий тыльный слой усиливает амплитуду импульса растяжения по сравнению с однородной пластиной базового эксперимента. Решены задачи ударного нагружения пластин, состоящих из 2 – 6 слоев с последовательным уменьшением жесткостей ($z_i > z_{i+1}$), подобранных так, чтобы импульсы растяжения, отраженные от контактных границ формировались из условия отсутствия между ними временных пауз, и имели бы амплитуду, меньшую порогового уровня разрушающего напряжения σ_i^{0L} . Использование шести-

слоистой пластины (эксперимент 11 на рис. 3), состоящей из железа (10 мм), титана (1.8 мм), алюминия (2.0 мм), магния (1.7 мм), фторопласта (0.7 мм) и парафина (0.8 мм), позволило добиться снижения амплитуды импульса растяжения примерно в три раза по сравнению с однородной пластиной из железа

$L^{(1)} = 10$ мм, или в 2.5 раза относительно амплитуды растягивающего импульса в однородной пластине из железа эквивалентной длины ($L^{(12)} = 17.0$ мм). Для сравнения с профилем $\sigma(t)$ эксперимента 11 на рис. 3 показан профиль $\sigma(t)^{(7)}$ с $L^{(7)} = 12.3$ мм для пластины из железа эквивалентной массы. На вспомогательной оси 0_s^* представлен профиль $\sigma(t)$ для опыта 11a, рассчитанный с учетом кинетики роста микроповреждений. В этом же параграфе проведен анализ влияния жесткости лицевых слоев в рамках упругопластической модели. Показано, что результаты численного моделирования по упругопластической модели согласуются с рекомендациями акустического подхода.

Модель уплотняющейся пористой среды (3) была использована при численном моделировании волновых процессов на примере ударного нагружения пластины из сплошного (беспорового) железа длиной $l_s = 10$ мм с использованием лицевых и тыльных прокладок из пористого железа длиной $l_p = 2$ мм и 4 мм с целью предотвращения откольного разрушения. Как и в предыдущих расчетах ударное нагружение осуществлялось плоским ударом алюминиевой пластины длиной $l_0 = 2$ мм и скоростью $v_0 = 600$ м/с. Использование лицевой пористой прокладки при разных начальных объемах содержания пустот ξ_0 показало значительное ослабление напряжений $\sigma(t)$ в стадии сжатия при уплотнении пористого слоя, тем большее, чем выше начальное относительное содержание мик-

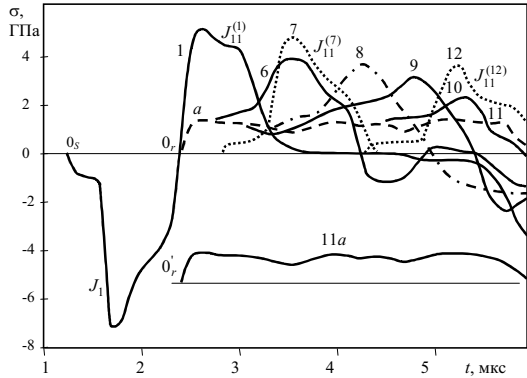


Рис. 3. Профили напряжений $\sigma(t)$ в сечении 1 – 6 слоистых мишеней ($l_{1f} = 8$ мм).

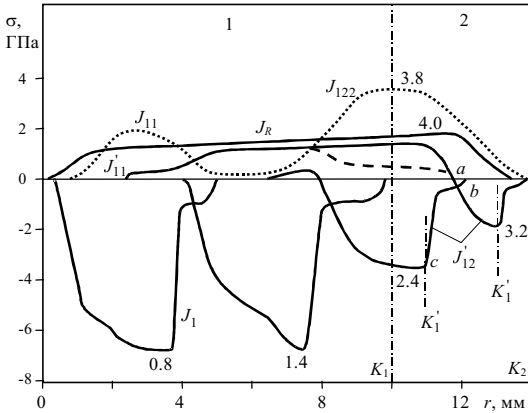


Рис. 4. Эпюры напряжений (время в мкс) $\sigma(r)$ в пластине с тыльным пористым слоем (Fe, сверху, поскольку при $\xi_0 = 0.04$). Штриховая линия – расчеты с кинетикой раскрытия пор; пунктирная линия – второй слой из Al ($\xi_0 = 0$).

слой будет отражаться импульс растяжения, амплитуда которого больше порога зарождения микрповреждений: $\sigma > \sigma_L^0$ и способна вызвать повреждения в защищаемом слое. При дальнейшем прохождении импульса сжатия в тыльный пористый слой обнаружен режим непрерывного отражения в виде импульса растяжения от уплотняющейся пористой среды (рис. 4).

В четвертой главе на основе модели порошковой среды, модифицированной для учета химических превращений (Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х., 1996), была апробирована кинетика химического превращения. Рассчитаны волновые процессы в ближней зоне от контактной границы между лицевым слоем (фторопласт) и порошковой смесью в двух вариантах, когда смесь представляла собой инертный порошок из предварительно синтезированного сульфида олова (SnS) и реагирующих частиц олова и серы (Sn+S). Расчеты также позволили выявить влияние кинетики закрытия порового пространства в исследуемой смеси на профиль давления ударного импульса в заданном сечении лицевого слоя. В рамках акустического подхода проведен анализ волновых процессов в зоне контактной границы, разделяющей лицевой слой с акустически более жесткой инертной и реагирующей смесью. В сопоставлении с опытными данными оценено характерное время химической реак-

ропор ξ_0 или пористость $m_0 = 1/(1 - \xi_0)$.

В защищаемом слое имеет место отсутствие откольного разрушения, даже в виде локальных очагов. Вторая серия расчетов проведена с использованием тыльных пористых слоев (рис. 4). Показано, что на величину ξ_0 пористого слоя имеется ограничение

ции в смеси Sn и S (0.25 мкс) и степень увеличения давления в зоне химической реакции (~ 3.5 ГПа).

Далее представлена двухфазная модель химически реагирующей порошковой смеси в односкоростном и однотемпературном приближении с учетом динамики порового пространства. В лагранжевых переменных дифференциальные уравнения сохранения массы обеих фаз, импульса и энергии всей смеси в одномерном плоском случае можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_1 \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\rho_0}{\rho} J_{12} = 0, \quad \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \rho_2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\rho_0}{\rho} J_{12} = 0, \\ \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial r}, \quad \frac{\rho_0}{\rho} \left[\rho_1 \frac{\partial e_1}{\partial t} + \rho_2 \frac{\partial e_2}{\partial t} + (e_2 - e_1) J_{12} \right] = -p \frac{\partial v}{\partial r}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = \left[\alpha_{1s} \frac{\partial \rho_1^0}{\partial t} + \rho_1^0 \frac{\partial \alpha_{1s}}{\partial t} \right] (1 - \xi) - \rho_1^0 \alpha_{1s} \frac{\partial \xi}{\partial t},$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} = \left[(1 - \alpha_{1s}) \frac{\partial \rho_2^0}{\partial t} - \rho_2^0 \frac{\partial \alpha_{1s}}{\partial t} \right] (1 - \xi) - \rho_2^0 (1 - \alpha_{1s}) \frac{\partial \xi}{\partial t}.$$

Здесь: r – лагранжева координата, t – время, ρ_i^0 – истинная плотность, ρ_{is} – средняя плотность в объеме твердой фазы V_s , ρ_i – средняя плотность i -ой фазы в общем объеме V_i , ρ – средняя плотность всей смеси, α_{is} – объемное содержание фаз в объеме твердой фазы, ξ – объемное содержание пустот в общем объеме V , v – скорость частиц среды, J_{12} – скорость массообмена между исходной и вновь образующейся фазами, e_i^0 – удельная внутренняя энергия i -ой фазы, $p = p^0 (1 - F(\xi))$ – среднее давление, $F(\xi) = \xi/\xi^*$ – функция ослабления истинного давления p^0 , определяемая наличием пор ξ , $\xi^* = 1$; при $\dot{\xi} = 0$ уравнения соответствуют беспоровой модели двухфазной среды (Ахмадеев Н.Х., 1981, Нигматулин Р.И., 1987). Кинетическое соотношение для закрытия пор в волне сжатия задавалось в виде:

$$\dot{\xi}_p = -\frac{p^0 - p_s}{\tau_s p_s^0}, \quad \text{при } p^0 > p_s, \quad p_s = p_s^0 (1 - F(\xi)), \quad (6)$$

где p_s и p_s^0 среднее и истинное пороговые давления, отвечающие закрытию пор, τ_s – характерное время закрытия порового про-

странства (Ахмадеев Н.Х., Ахмадеев Р.Х., Болотнова Р.Х., 1985). Скорость реакции синтеза определялась кинетикой:

$$j_{12} = \frac{p_{10}}{\tau_{12}}, \text{ при } p^{\circ} \geq p^{0*} \text{ и } 0 < \alpha_{1s} \leq 1. \quad (7)$$

В (7) p^{0*} – истинное пороговое давление, τ_{12} – время реакции. Поскольку реакция синтеза необратима, считалось, что $j_{21} = 0$.

К системе (5)–(7) добавлены условие равенства давлений в фазах:

$$p^{\circ} = p_1^{\circ}(\rho_1^{\circ}, T) = p_2^{\circ}(\rho_2^{\circ}, T), \quad (8)$$

и уравнение состояния каждой из фаз среды ($i = 1, 2$), которое для твердых тел представимо в виде суммы упругих и тепловых частей:

$$p_i^{\circ}(\rho_i^{\circ}, T) = p_{pi}^{\circ}(\rho_i^{\circ}) + p_{Ti}^{\circ}(\rho_i^{\circ}, T), \quad e_i^{\circ}(\rho_i^{\circ}, T) = e_{pi}^{\circ}(\rho_i^{\circ}) + e_{Ti}^{\circ}(T). \quad (9)$$

Упругие составляющие давления $p_{pi}^{\circ}(\rho_i^{\circ})$ и внутренней энергии $e_{pi}^{\circ}(\rho_i^{\circ})$ используются в форме потенциала Борна-Майера. Тепловые составляющие в (9) имеют вид:

$$p_{Ti}^{\circ}(\rho_i^{\circ}, T) = \rho_i^{\circ} \Gamma_i^{\circ}(\rho_i^{\circ}) e_{Ti}^{\circ}, \quad e_{Ti}^{\circ} = c_{Vi} T, \quad (10)$$

где T – абсолютная температура, c_{Vi} – удельная теплоемкость, $\Gamma_i(\rho_i^{\circ})$ – коэффициент Грюнрайзена.

Согласование внутренней энергии в случае экзотермической реакции можно учесть нормированием энергии каждой фазы

$$e_i^{\circ}(\rho_i^{\circ}, T) = E_i^{\circ}(\rho_i^{\circ}, T) + e_{ni}^{\circ}, \quad (i = 1, 2), \quad (11)$$

где e_{ni}° – нормирующая постоянная.

Для определения разности $(e_{n2} - e_{n1})$ следует привлечь дополнительное уравнение для внутренних энергий фаз. При известном уравнении состояния исходной фазы, значения плотности и температуры ударного сжатия в момент начала реакции ρ_1^{0*} и T_1^* определяются по задаваемой величине давления начала реакции p_1^{0*} на ударной адиабате. Уравнение сохранения энергии для первой фазы, претерпевающей при $p = p_1^{0*}$ мгновенное химическое превращение во вторую фазу ($\rho_1^{0*} = \text{const}$), имеет вид:

$$e_1^{\circ}(\rho_1^{0*}, T_1^*) = e_2^{\circ}(\rho_1^{0*}, T_2^q). \quad (12)$$

Здесь $T^q > T_1^*$ в силу экзотермичности реакции. Выделяя полную теплоту реакции q , имеем:

$$e_{n2}^o - e_{n1}^o = -[E_2^o(\rho_1^{o*}, T_1^*) - E_1^o(\rho_1^{o*}, T_1^*) + q]. \quad (13)$$

Зная зависимость давления на ударной адиабате (Ахмадеев Н.Х. 1981, Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х., 1996):

$$p_{Hi} = \frac{(h_i - 1)p_{pi}(\rho_i^o) - 2\rho_i[e_{pi}^o(\rho_i^o) - e_1^o(\rho_{10}^o T_o) + (e_{ni}^o - e_{n1}^o)]}{h_i - \rho_i/\rho_{10}}, \quad (14)$$

по экспериментальным данным об ударной сжимаемости химически реагирующей смеси Sn+S можно определить уравнение состояния исходной фазы и продуктов реакции ($h_i = 1 + 2/\Gamma_i$). При $i=1$ получим уравнение состояния для смеси Sn+S, а при $i=2$ – уравнение состояния продуктов реакции SnS. В численных расчетах, моделирующих волновые процессы на основе модели пористой двухфазной среды, для условий опытов, в которых используется мягкая ампула сохранения с исследуемой смесью, наблюдается однородное нагружение смеси как по глубине ячейки, так и по времени (рис. 5).

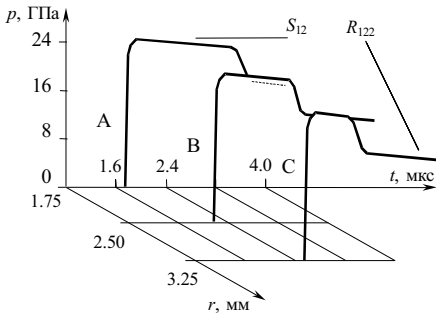


Рис. 5. Расчетные профили давлений в сечениях смеси Sn+S, для условий экспериментов с мягкой ампулой сохранения (Бацанов С.С. и др.).

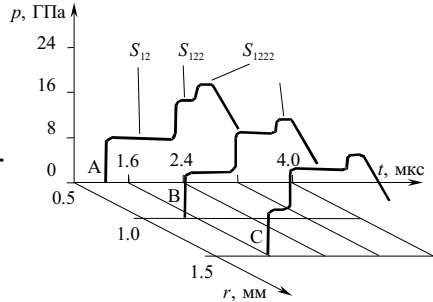


Рис. 6. Расчетные профили давлений в сечениях смеси Sn+S, для условий экспериментов с жесткой ампулой сохранения (Шубитидзе С.О. и др.).

Для экспериментов с жесткой ампулой сохранения, в которую помещалась испытываемая ячейка сохранения, имеет место неоднородное нагружение смеси (рис. 6). Результаты численного анализа двух серий опытов, различающихся амплитудой и длительностью генерируемого импульса сжатия, позволили выявить, что на кинетику химической реакции, наряду с давлением и температурой, влияют кинематические характеристики, в частности, величина скорости деформации.

В пятой главе проведено обобщение модели повреждаемой среды на двумерный случай. Для описания роста и накопления повреждений введен симметричный тензор повреждений второго ранга Ξ с компонентами ξ^{kl} , определяемыми в каждой точке повреждаемой среды:

$$\xi^{kl} = \sum_{\nu} \xi(\nu) n^k(\nu) n^l(\nu), \quad (k, l = 1, 2), \quad (15)$$

где $\xi(\nu)$ – относительное объемное содержание микродефектов, характеризующееся направлением единичного вектора $\vec{n}(\nu)$, например, вектора нормали к плоскости ν – ой микротрещины (для случая хрупкого типа разрушения), или вектора ориентации прочностных свойств анизотропного материала. Рост микроповреждений задается кинетическим соотношением

$$\dot{\xi}(\nu) = f(\sigma^0, \sigma^L, \Xi, \nu, \eta),$$

зависящим от напряженного состояния матрицы повреждаемой среды, имеющихся повреждений и структуры материала в рассматриваемой точке среды. Компоненты истинного тензора напряжений σ^{0kl} представляются в виде суммы давления p^0 матрицы повреждаемой среды и тензора девиатора напряжений матрицы S^{0kl} :

$$\sigma^{0kl} = -p^0 \delta^{kl} + S^{0kl}.$$

Накопление микроповреждений приводит к объемному макро-разрушению в некоторой точке среды при достижении скалярным параметром ξ критического значения ξ^* . При определении компонент осредненного тензора напряжений σ , эффективного модуля сдвига μ и предела текучести τ_s вводится тензор ослабления напряжений в повреждаемой среде $\tilde{D}(\Xi)$, вызванный появлением пустот:

$$\sigma = 0.5 \left[\sigma^0 (I - \tilde{D}) + (I - \tilde{D}) \sigma^0 \right], \quad \mu = \mu^0 \left(1 - \sum_i \tilde{d}^{ii} \right), \quad \tau_s = \tau_s^0 \left(1 - \sum_i \tilde{d}^{ii} \right). \quad (16)$$

Для повреждаемой среды, с учетом введенных для нее характеристик, будут справедливы законы сохранения массы, импульса и энергии в системе плоских эйлеровых координат x, y с использованием общепринятых обозначений (Уилкинс М.Л.):

$$\begin{aligned} \dot{\rho} + \rho(\dot{\epsilon}^{xx} + \dot{\epsilon}^{yy}) &= 0; \quad \rho \dot{v}^x = \frac{\partial \sigma^{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma^{xy}}{\partial y}, \quad \rho \dot{v}^y = \frac{\partial \sigma^{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma^{yy}}{\partial y}; \\ \rho \dot{e} &= \sigma^{xx} \dot{\epsilon}^{xx} + \sigma^{yy} \dot{\epsilon}^{yy} + 2\sigma^{xy} \dot{\epsilon}^{xy}; \end{aligned} \quad (17)$$

$$\dot{\varepsilon}^{xx} = \frac{\partial v^x}{\partial x}, \quad \dot{\varepsilon}^{yy} = \frac{\partial v^y}{\partial y}, \quad \dot{\varepsilon}^{xy} = 0.5 \left(\frac{\partial v^x}{\partial y} + \frac{\partial v^y}{\partial x} \right).$$

Система уравнений (17) замыкается уравнениями состояния для давления $p^0(\rho^0, T)$, внутренней энергии $e^0(\rho^0, T)$ и девиаторных напряжений S^{0xx} , S^{0yy} , S^{0xy} , S^{0zz} . Уравнение состояния принималось в той же форме, что и в одномерных расчетах. Девиаторные напряжения S^{0kl} ($k, l = x, y, z$) в упругой области определяются законом Гука в дифференциальной форме:

$$\dot{S}^{0kl} = 2\mu \dot{e}^{0kl} + \omega^{kl}, \quad \dot{e}^{0kl} = \dot{\varepsilon}^{0kl} - 1/3 \dot{\theta}^0, \quad \dot{\theta}^0 = \dot{\theta} - \frac{\dot{\xi}}{1 - \xi}.$$

В пластической области, при $J_2' > 2/3 \tau_s^2$ (J_2' – второй инвариант тензора девиатора напряжений, τ_s – предел текучести) девиаторные напряжения сохраняются на кривой текучести, т.е. нормируются на величину $\tau_s / \sqrt{3/2 J_2'}$; слагаемое ω^{kl} означает поправку на поворот, аналогичную взятию производной от девиатора напряжений в смысле Яуманна; \dot{e}^{0kl} – девиатор истинного тензора скоростей деформаций; $\dot{\theta}^0$ – объемная скорость деформации матрицы повреждаемой среды.

Связь между компонентами истинного тензора скоростей деформаций $\dot{\varepsilon}^{0kl}$ и осредненного тензора $\dot{\varepsilon}^{kl}$ задается в виде:

$$\dot{\varepsilon}^{0kl} = \dot{\varepsilon}^{kl} - \dot{\Delta}^{kl}, \quad \dot{\Delta}^{kl} = \dot{\varepsilon}^{kl} \dot{\theta}^{-1} \frac{\dot{\xi}}{1 - \xi}.$$

Далее приведены возможные способы конкретизации тензора повреждений при моделировании вязкого и хрупкого типов разрушения. При исследовании откольного разрушения алюминиевых пластин (вязкий тип разрушения) обнаружено, что в испытываемых образцах наблюдается облегченный рост повреждений при ударе по образцу в направлении, перпендикулярном технологической прокатке, по сравнению с ростом повреждений при ударе вдоль прокатки (Тарасов Б.А.). Положим, что направления главных осей тензора повреждений (15) совпадают с направлением технологической прокатки ($\nu = 1$) и ему ортогональным. В случае хрупкого типа разрушения (трещины), при построении тензора повреждений учитывается их ориентация. Относительный объем

единичной микротрещины характеризуется величиной $\xi(v) = V_\xi(v)/V$. Ориентация каждой трещины задается единичным вектором нормали $\vec{n}(v)$, ортогональным к плоскости трещины. Компоненты тензора повреждений определяются выражением (15). Константы кинетики повреждений оценивались по результатам исследований откола в одномерном и двумерном вариантах, проведенных для условий реальных экспериментов по ударному нагружению образцов из алюминия (Тарасов Б.А.) и железа (Канель Г.И., Щербань В.В.).

В методе Уилкинса, используемом при численной реализации модели повреждаемой среды с учетом анизотропии возникающих повреждений, конечно-разностная схема строится на основе естественной аппроксимации дифференциальных уравнений на лагранжевой сетке, которая обеспечивает ей консервативность. Схема имеет первый порядок точности. В рассматриваемой главе приведен вывод конечно-разностных уравнений в случае плоского двумерного деформирования упругопластической среды на основе интегрального вида законов сохранения массы импульса и энергии с модификацией, учитывающей полную систему уравнений модели повреждаемой среды.

Апробация модели проведена при численном моделировании экспериментов по ударному нагружению алюминиевых пластин при различных скоростях соударения (Тарасов Б.А.). Направление удара выбиралось совпадающим с направлением технологической прокатки. Расчеты проводились при различных скоростях соударения $\lambda = 0.5, 1.0, 1.5$ ($\lambda = v_0/v_f$, $v_f = 0.39$ км/с), соответствующих допороговому, пороговому и запороговому откольному разрушениям. Картина разрушения мишени для $\lambda = 1.0$ по местоположению макротрещины, ее длине и ширине зоны разрушения согласуется с данными опытов Тарасова Б.А. Подробно рассмотрен эксперимент с запороговой скоростью соударения ($\lambda = 1.5$).

Проведено численное исследование ударного нагружения алюминиевых пластин ударником в форме прямоугольной трапеции для экспериментов (Sedgwick R.T., Hademan L.J., Herrmann R.G., et. al.). Получена различная степень повреждений в мишени в зависимости от длительности действующего импульса растяжения в различных сечениях мишени при $v_0 = 0.163$ км/с (рис. 7). Начальная скорость соударения $v_0 = 0.22$ км/с вызвала образование в ми-

пени макротрещины откола, сомкнутой на участке со стороны минимальной толщины ударника.

Возможности модели хрупкого разрушения в случае плоского двумерного нагружения показаны на примере численного моделирования экспериментов работы (Канель Г.И., Щербань В.В.), где приведены результаты исследования прочностных свойств железа «Армко» при ударно-волновом нагружении. Проведено детальное исследование результатов численного моделирования, показана эволюция компонент тензора напряжений с течением времени в процессе соударения и откольного разрушения. Построены графики скоростей точек тыльной свободной поверхности образца и дано сравнение осевой составляющей скорости свободной поверхности с экспериментальными данными и результатами одномерных расчетов (рис. 8).

Существенное влияние краевых эффектов на местоположение и интенсивность зон разрушения показано на примере численного моделирования ударного нагружения компактных пластин из алюминия и железа соизмеримых продольных и поперечных размеров (рис. 9).

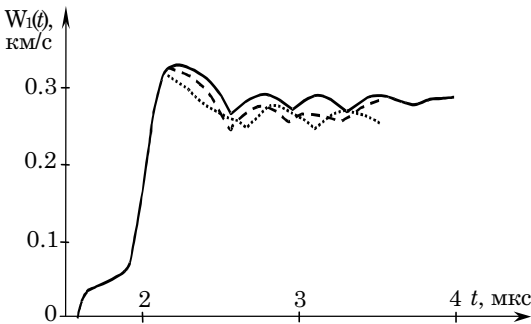


Рис. 8. Профили скорости свободной поверхности ($v_0 = 0.6$ км/с, ударник, 2 мм, Al; мишень, 10 мм, Fe). Штриховая — эксперимент (Канель Г.И., Щербань В.В.); пунктирная — одномерный расчет (Ахмадеев Н.Х.), сплошная — расчеты по двумерной модели.

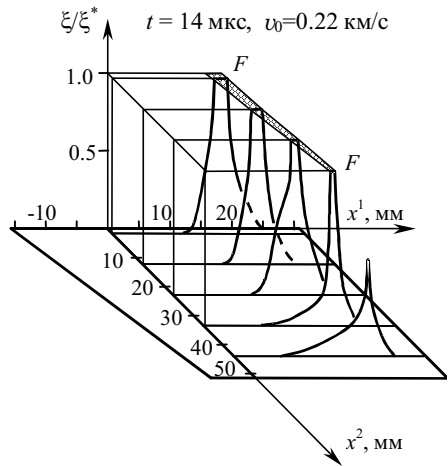


Рис. 7. Эпюры объемной плотности микроповреждений ξ/ξ^* ; FF — макротрещина откола.

Решением плоской двумерной задачи о взаимодействии ударника с двухслойной мишенью была оценена степень влияния на процесс откола более мягкой тыльной пластины из алюминия при выбранной скорости соударения $v_0 = 0.6$ км/с с учетом краевых эффектов. Использование тыльного мягкого слоя из алюминия уменьшило ширину зоны разрушения в железном слое примерно в три раза по сравнению с однородной пластиной из железа при тех же условиях нагружения.

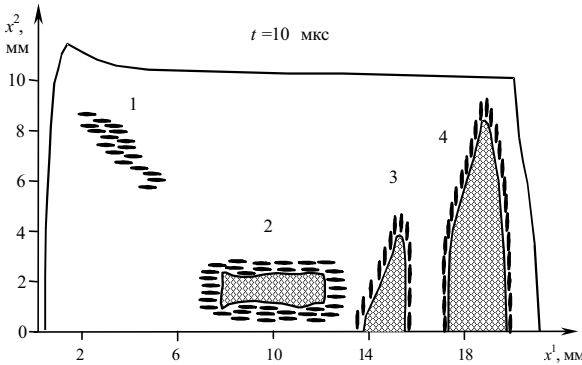


Рис. 9. Состояние мишени (Fe) равных поперечных размеров. Обозначения: 1, 2, 3, 4 — частичные повреждения, характеризующие ориентацию микротрещин. Заштрихованная область — зоны полного разрушения. Ox^1 — ось симметрии.

В шестой главе излагается метод построения и результаты моделирования широкодиапазонного уравнения состояния воды и пара (УСВП) в аналитической форме. Приведены известные экспериментальные данные по ударной и статической сжимаемости (Аврорин Е.Н., Александров А.А., Водолага Б.К., Волков Л.П., Кормер С.Б., Ривкин С.Л., Симоненко В.А., Трунин Р.Ф., Bridgman P.W., Gallagher J.S., Grindley T., Haar L., Kell G., Lind J.E., Lyzenga G.A., Rice M.H., Walsh J.M., и др.) и методы построения уравнения состояния воды и пара (Альтшулер Л.В., Дремов В.В., Замышляев Б.В., Зацепина Г.Н., Кузнецов Н.М., Менжулин М.Г., Сапожников А.Т., Смирнова М.А., Шарипджанов И.И., Austin P.H., Jeffery C.A., Gurtman G.A., Ree F.H., Rogers F.J., Young D.A., и др.).

Среди рассмотренных уравнений состояния воды выделены две основные формы представления: интерполяционная и табличная. Более простые интерполяционные УСВП представлены в аналитической форме и справедливы в узком диапазоне изменения плотностей и температур. В широкодиапазонных интерполяционных УСВП рассматриваемая область изменения плотностей и температур разбивается на множество подобластей, в каждой из которых используются аналитические зависимости, построенные на

основе экспериментальных данных и теоретических расчетов, с плавной интерполяцией между подобластями. Рассматриваемые УСВП предполагают упрощающее предположение о независимости коэффициента Грюнайзена от температуры. Такая форма представления УСВП допустима в узком диапазоне изменения давлений и температур и не позволяет описать аномальные свойства воды, например при температурах, близких к замерзанию. В настоящее время появляются все новые данные о термодинамических свойствах воды. Возникает потребность в разработке максимально простого, физически обоснованного УСВП в аналитической форме, способного адекватно описывать как имеющиеся экспериментальные данные, так и термодинамические свойства в области сверхсильных сжатий, полученные по сложным моделям УСВП с возможностью экстраполяции на более высокие значения параметров, чем в экспериментах.

Обычно уравнения состояния конденсированных сред для давления p и внутренней энергии u представляются в форме Ми-Грюнайзена как сумма потенциальной (p_P, u_P) и тепловой (p_T, u_T) составляющих в зависимости от удельного объема V (или плотности ρ) и температуры T :

$$p(V, T) = p_P(V) + p_T(V, T), \quad e(V, T) = e_P(V) + e_T(V, T), \quad (18)$$

$$e_P = - \int_{V_B}^V p_P(V) dV, \quad p_P = - \frac{de_P}{dV}, \quad e_T(V, T) = \int_0^T c_V(V, T) dT, \quad p_T = \frac{\Gamma e_T}{V}.$$

Нижний индекс 00 соответствует начальному состоянию ($\rho_{00} \equiv V_{00}^{-1} = 998.2 \text{ кг/м}^3$, $p_P(V_B) = 0$, $p_{00} = 10^5 \text{ Па}$, $T_{00} = 293 \text{ К}$), $c_V(V, T)$ – удельная (истинная) теплоемкость при постоянном объеме, Γ – безразмерный коэффициент Грюнайзена.

В настоящей работе вода рассматривается как термодинамически двухпараметрическая среда с использованием уравнений термодинамической совместности, следующих из двухпараметричности уравнений состояния для удельного объема $V(p, T)$, давления $p(V, T)$, внутренней энергии $e(V, T)$, энтропии $s(V, T)$ и соотношения Гиббса $T ds = de + p dV$. Термодинамические тождества в общепринятых обозначениях имеют следующий вид:

$$c_V \equiv \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_V = \left(\frac{\partial e_T}{\partial T} \right)_V, \quad c_p \equiv \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p, \quad (i \equiv e + pV),$$

$$\begin{aligned} \kappa_p &\equiv \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p, \quad \kappa_T \equiv -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T, \quad \xi_V \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V, \quad \xi_T \equiv -V \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T. \\ T \xi_V &\equiv T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = p + \left(\frac{\partial e}{\partial V} \right)_T = T \left(\frac{\partial s}{\partial V} \right)_T, \quad \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_V = \frac{c_V}{T}; \\ c_V &= c_p - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \equiv c_p - \frac{(\kappa_p)^2 V T}{\kappa_T}. \end{aligned} \quad (19)$$

Из определения температурного коэффициента давления ξ_V с учетом представления для p (19), получим:

$$\xi_V \equiv \left(\frac{\partial p_T}{\partial T} \right)_V = \frac{1}{V} \left(\Gamma c_V + \left(\frac{\partial \Gamma}{\partial T} \right)_V e_T \right), \quad (20)$$

Изобарный коэффициент температурного расширения κ_p может быть записан в виде:

$$\kappa_p = \frac{\xi_V}{\xi_T} = -\frac{(\partial p / \partial T)_V}{V(\partial p / \partial V)_T} = -\frac{\Gamma c_V + e_T (\partial \Gamma / \partial T)_V}{V^2 (\partial p / \partial V)_T}. \quad (21)$$

Т.к. вода имеет аномальную область ($T < 4^\circ\text{C}$), где κ_p отрицателен, следует, что в этой области коэффициент Грюнайзена зависит и от температуры: $\partial \Gamma / \partial T < -\Gamma c_V / u_T < 0$. Из (21) следует дифференциальное уравнение для коэффициента Грюнайзена:

$$\left(\frac{\partial \Gamma}{\partial T} \right)_V = \frac{1}{e_T} (V \xi_V - \Gamma c_V). \quad (22)$$

Приведенное соотношение определяет коэффициент Грюнайзена в общем случае. Обычно для Γ используется приближение, следующее из (22), когда коэффициент Грюнайзена не зависит от температуры: $\Gamma(V) = V \xi_V / c_V$. Используя термодинамическое тождество (19), получим уравнение совместности относительно тепловой внутренней энергии, дифференциальное уравнение совместности функций $c_V(V, T)$ и $\xi_V(V, T)$ и уравнение для определения $\Gamma(V, T)$:

$$\left(\frac{\partial e_T}{\partial V} \right)_T = T \xi_V - \frac{\Gamma e_T}{V}, \quad \frac{\partial c_V}{\partial V} = T \frac{\partial \xi_V}{\partial T}, \quad \Gamma = \frac{V}{e_T} \left(T \xi_V - \left(\frac{\partial e_T}{\partial V} \right)_T \right). \quad (23)$$

Таким образом, функции $c_V(V, T)$ и $\Gamma(V, T)$, $\xi_V(V, T)$, определяющие уравнение состояния в форме Ми–Грюнайзена, не могут быть заданы произвольно, и должны быть согласованы между собой.

Тепловая внутренняя энергия, необходимая для определения уравнения состояния в форме Ми–Грюнайзена, вычислялась из (18) с определением ее значения в базовой точке состояния жидкой

воды на границе фазового перехода лед-жидкость при нормальном давлении ($T^\circ = 273$ К, $p^\circ = 10^5$ Па, $V^\circ = 1.0 \cdot 10^{-3}$ м³/кг):

$$e_T^\circ = i^\circ - p^\circ V^\circ - e_p^\circ, \quad (i^\circ \equiv i(V^\circ, T^\circ) \equiv i(p^\circ, T^\circ), \quad e_p^\circ \equiv e_p(V^\circ)), \quad (24)$$

с использованием экспериментальных данных по калориметрическим измерениям Жака и Стоута изобарной теплоемкости $c_p(p^\circ, T)$ твердой воды (льда) при атмосферном давлении ($p^\circ = 10^5$ Па) в диапазоне температур от 15 до 273 К, теплоты плавления льда и оценки потенциальной энергии в базовом состоянии $e_p(V^\circ)$.

При построении изохорной теплоемкости $c_V(V, T)$ и аппроксимации температурной функции давления $\xi_V(V, T^*)$, при некоторой фиксированной температуре T^* , используются экспериментальные данные для $V > 0.8 V^\circ$ и $T < 1273$ К (IAPWS). При достаточно высоких температурах $T^{**} \approx 10000$ К предполагается возможным исключение зависимости теплоемкости c_V от удельного объема V :

$$\frac{\partial c_V}{\partial V} \xrightarrow{T \rightarrow T^{**}} 0 \text{ и тогда } \Gamma = \Gamma(V). \text{ В общем случае имеем следующую систему дифференциальных уравнений (18), (23) с граничными условиями, найденными с использованием экспериментальных данных в базовом состоянии и при } T^* = 1273 \text{ К:}$$

$$\left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_V = c_V, \quad \Gamma = \frac{V}{e_T} \left(T \xi_V - \left(\frac{\partial e_T}{\partial V} \right)_T \right), \quad \frac{\partial \xi_V}{\partial T} = \frac{1}{T} \frac{\partial c_V}{\partial V};$$

$$T = T^\circ, \quad V = V^\circ: \quad e = e^\circ = 8.58 \cdot 10^5 \text{ м}^2/\text{с}^2.$$

$$T = T^*: \quad \xi_V = \xi_V(V, T^*), \quad e = e(V, T^*).$$

В результате ее интегрирования получим:

$$e(V, T) = e^\circ + e(V, T^*) + \int_{T^*}^T c_V(V, T') dT',$$

$$\xi_V(V, T) = \xi_V(V, T^*) + \int_{T^*}^T \frac{1}{T'} \frac{\partial c_V}{\partial V} dT', \quad (25)$$

где $e(V, T^*)$ и $\xi_V(V, T^*)$ – аналитические зависимости, аппроксимирующие экспериментальные значения $e(V, T)$ и $\xi_V(V, T)$ при выбранной температуре T^* . Выделяя из полной внутренней энергии (25) упругую составляющую, получаем тепловую внутреннюю энергию $e_T(V, T)$ и среднюю теплоемкость:

$$e_T(V, T) = e(V, T) - e_P(V), \quad \bar{c}_V(V, T) = \frac{e_T}{T}. \quad (26)$$

Далее определяем коэффициент Грюнайзена:

$$\Gamma = \frac{V}{\bar{c}_V} \left(\xi_V - \left(\frac{\partial \bar{c}_V}{\partial V} \right)_T \right).$$

Построенная зависимость $c_V(V, T)$, позволяет аналитическое интегрирование всех термодинамических функций, входящих в уравнение состояния. На рис. 11 показан коэффициент Грюнайзена, полученный в результате решения уравнения (23). Для жидкой воды при температурах, ниже 200°C , в зоне, близкой к линии насыщения, коэффициент Грюнайзена характеризуется "веером изотерм", являющегося следствием уникального свойства расширения воды при охлаждении. На рис.12 показано сравнение расчетных изотерм давления с данными (*IAPWS*) для различных температур. При описании процесса диссоциации и ионизации предполагается, что происходит изменение структуры вещества, характеризующееся поглощением энергии и изменением теплового движения ионов и электронов, приводящим это движение в независимое.

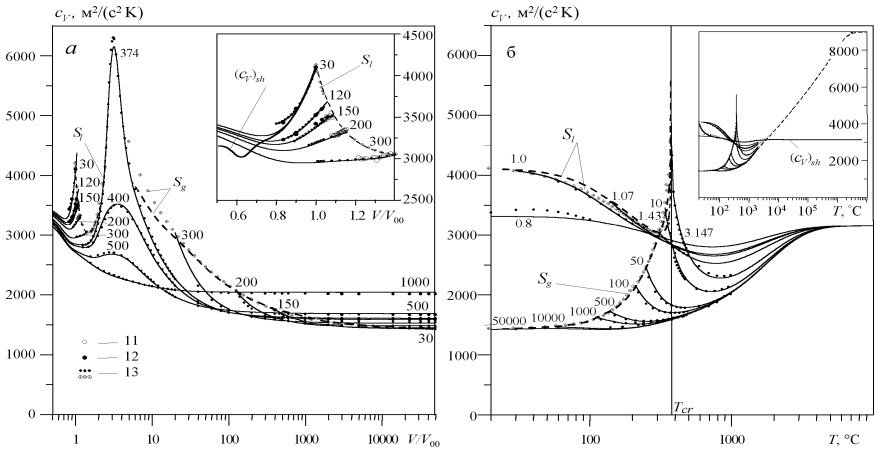


Рис. 10. Функция изохорной теплоемкости $c_V(V, T)$ при различных температурах ($^\circ\text{C}$) (а) и при различных относительных объемах (б). Тонкие линии – расчеты по настоящему УСВП. Точки 11 – экспериментальные данные Ривкина, 12 – Grindley, Lind, 13 – данные *IAPWS*. Пунктирная линия на дополнительном фрагменте (б) – поведение теплоемкости при ионизации воды при малых плотностях в приближении Саха.

Промежуточная стадия перехода из молекулярной фазы (недиссоциированной) в атомарную (диссоциированную) фазу рассматривается как смесь двух компонент с различными уравнениями состояния с аддитивными или равными давлениями компонент.

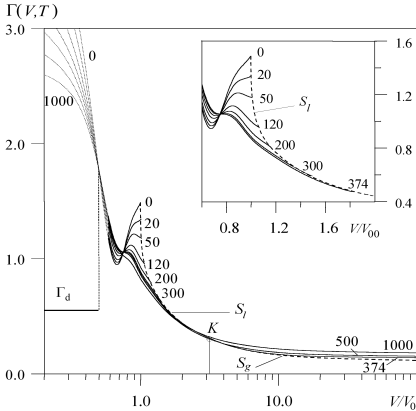


Рис. 11. Расчетный коэффициент Грюнайзена.

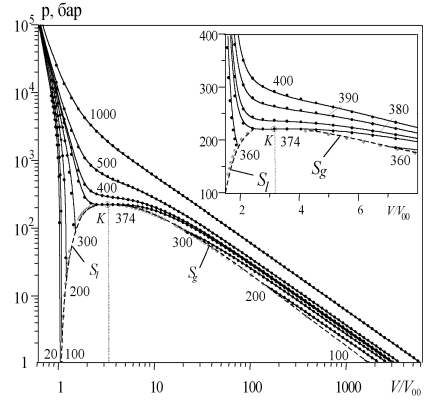


Рис. 12. Сравнение расчетов изотерм $p(V, T)$ с данными IAPWS.

Если предположить, что вклад электронов в теплоемкость всех ионизованных состояний пренебрежимо мал вследствие очень короткого времени ионизации ($10^{-13} - 10^{-10}$ с), возникающей при ударном сжатии, например, в центральной зоне микропузырьков при коллапсе (Nigmatulin R., Akhatov I., Topolnikov A., Bolotnova R., et. al., 2005), то в течение этого короткого интервала электроны не успевают получить основную энергию от горячих ионов, и тогда теплоемкость соответствует диссоциированному состоянию, что соответствует неравновесной ионизации.

Доля внутренней энергии, расходуемая на диссоциацию и ионизацию $e^{(ch)}$, рассчитывалась с учетом энергии диссоциации молекулы $e_{d0}^{(ch)}$ и энергии ионизации $e_1^{(ch)}$, зависящей от уровня ионизации x_k всех типов состояний электронного возбуждения, и соответствующей химическим энергиям (потенциалам ионизации) для всех атомов в молекуле.

Для проверки правильности построенного уравнения состояния проведен сравнительный анализ расчетных зависимостей, имеющих экспериментальных данных по изотермической и

ударной сжимаемости воды (рис. 10–14), а также расчетов по уравнениям состояния других авторов.

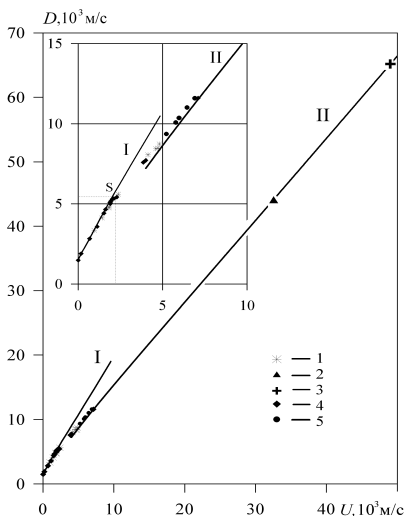


Рис. 13. Ударная адиабата $D(U)$. Линии – расчеты по настоящему УСВП, точки – эксперименты: 1 – Walsh, Rice, 2 – Трунин, 3 – Аврорин, Водолага, Волков, 4 – Lyuzenga, Ahrens, Nellis, 5 – Шарипджанов, Альтшулер, Брусникин. I, II – молекулярная и диссоциированная фазы.

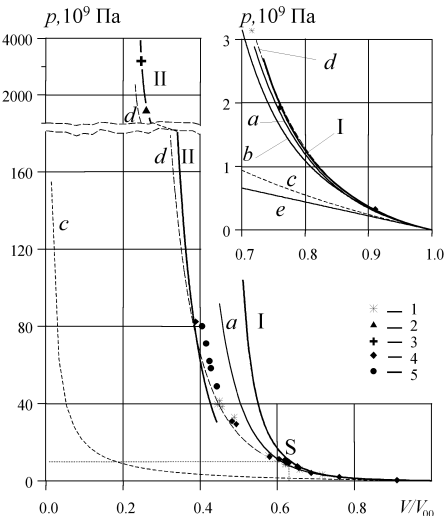


Рис. 14. Ударная адиабата $p_{sh}(V)$; I, II – расчеты $p_{sh}(V)$ по настоящему УСВП; a – уравнение состояния в форме Тэта; b – изотерма при $T = 293$ К; c – линейное по плотности уравнение состояния; d – ударная адиабата Ree; e – касательная в $V/V_{00} = 1$; точки – эксперимент.

В седьмой главе рассматривается методика построения широкодиапазонного уравнения состояния в упрощенной форме на примере органических жидкостей. Во введении к главе проведен анализ известных уравнений состояния для описания свойств жидкости и газа, среди которых отметим вириальные уравнения состояния Майера и Боголюбова для газов малой плотности, из которого получено уравнение Бенедикта-Вебба-Рубина (BWR) (рис. 15) и уравнение Старлинга-Хана. Основой крупного направления в развитии методов моделирования свойств реальных газов и жидкостей явилось уравнение Ван-дер-Ваальса. К настоящему времени опубликовано большое количество модификаций этого уравнения: Редлиха-Квонга, Пенга-Робинсона и др.

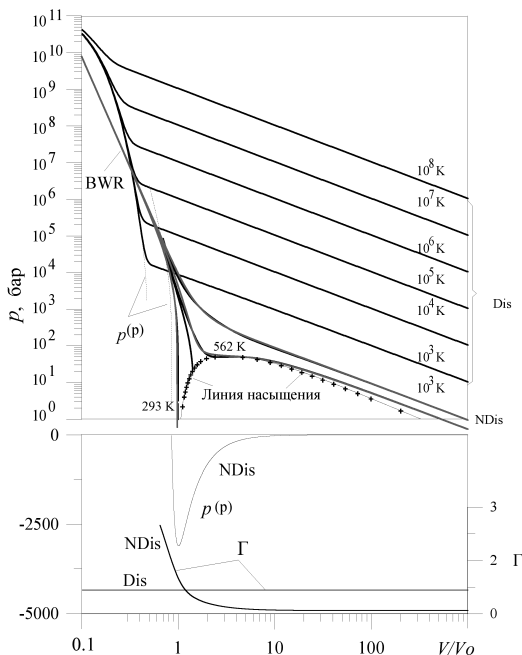


Рис. 15. Расчетные изотермы бензола недиссоциированной жидкой и газовой (NDis) и диссоциированной (Dis) фаз, $p^{(P)}$ – упругое давление, Γ – функция Грюнайзена, BWR – изотермы бензола по уравнению состояния Бенедикта-Вебба-Рубина.

При описании термодинамических свойств обычных (Н) и дейтерированных (D) органических соединений в паровой и жидкой фазах предлагается использовать хорошо известную форму уравнения состояния Ми–Грюнайзена в виде суммы потенциальной, тепловой и химической составляющих для внутренней энергии и давления. Химическая энергия может меняться при фазовых переходах и химических превращениях. Потенциальная составляющая давления и энергии описывается потенциалом типа Борна-Майера. Тепловые составляющие ($p^{(T)}, e^{(T)}$) находятся согласно приближению, следующему из термодинамического тождества:

$$T\xi_V(V, T) = p + \left(\frac{\partial e}{\partial V} \right)_T, \quad \xi_V(V, T) \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V. \quad (27)$$

Дальнейшее развитие кубических уравнений сводилось к увеличению числа коэффициентов в членах, характеризующих действие сил притяжения. Отметим здесь работы Мартина, Шмидта-Венцеля, Харменса-Кнаппа, Хейена, Пателя и Тейа и др. Все упомянутые уравнения состояния оказываются особенно неточны при описании состояний жидкой фазы. Для этих целей разрабатываются специальные уравнения состояния (Бушман, Ломоносов, Фортов, Хищенко, Сапожников, Гершук и др.).

Во введении построена иерархическая структура, отражающая основные направления в развитии методов построения уравнений состояния жидкости и газа.

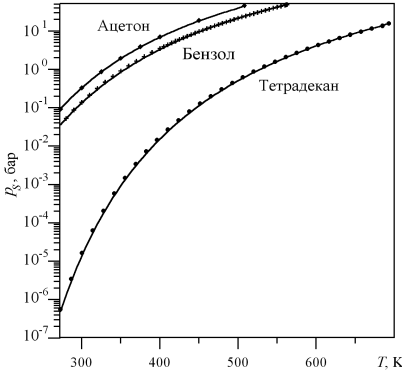


Рис. 16. Аппроксимация давления насыщения $p_s(T)$.

Точки – экспериментальные данные (Варгафтик Н.Б.).

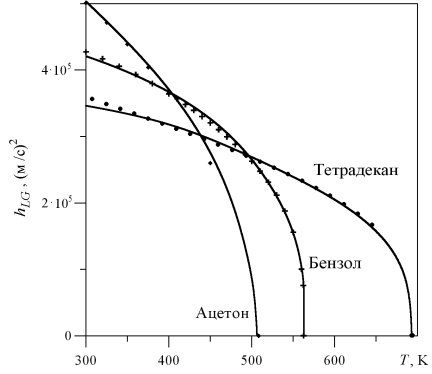


Рис. 17. Расчетная теплота парообразования $h_{LG}(T)$.

При условии постоянства теплоемкости c_V и зависимости изохорического коэффициента давления ξ_V и, следовательно, функции Грюнайзена Γ только от объема, (27) сводится к виду:

$$p^{(T)}(V, T) = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V T \equiv \xi_V(V) T = \frac{\Gamma(V) c_V}{V} T, \quad e^{(T)} = c_V T. \quad (28)$$

В связи с отсутствием экспериментальных данных по дейтерированным веществам плотность и теплоемкость определялись с учетом отношения молекулярных весов обычного вещества и его дейтерированного аналога. В области низкого давления, газовые параметры (плотность ρ , давление p , температура T и внутренняя энергия ε) удовлетворяют уравнению состояния совершенного газа

$$p = \frac{R}{M} \rho T, \quad (R = 8310 \text{ Дж/кмоль} - \text{универсальная газовая постоянная})$$

и характеризуются теплоемкостью при постоянном объеме c_G и показателем адиабаты γ_G (Варгафтик Н.Б., Beaton C.F. and Hewitt G.F.):

$$e = c_G T, \quad p = (\gamma_G - 1) c_G \rho T.$$

Для нахождения плотности жидкости $\rho_{LS}(p)$ и газа $\rho_{GS}(p)$ на линии насыщения применялось уравнение Клапейрона-Клаузиуса (Нигматулин Р.И.):

$$\frac{dT_S}{dp} = \frac{T_S(p)}{h_{LG}(p)} \left(\frac{1}{\rho_{LS}(p)} - \frac{1}{\rho_{GS}(p)} \right). \quad (29)$$

Исходя их термодинамических условий согласования внутренних энергий пара и жидкости на линии насыщения, осуществлялась корректировка внутренней энергии (Нигматулин Р.И.):

$$e_G(\rho_{GS}(T), T) = e_L(\rho_{LS}(T), T) + h_{LG}(T) - p_S(T) \left(\frac{1}{\rho_{GS}(T)} - \frac{1}{\rho_{LS}(T)} \right), \quad (30)$$

где $e_G(\rho_{GS}(T), T)$ и $e_L(\rho_{LS}(T), T)$ – величины внутренней энергии пара и жидкости на линии насыщения. Здесь использовались согласованные с экспериментальными данными зависимости температуры насыщения от давления $T_S(p)$, и теплоты парообразования от температуры $h_{LG}(T)$ (рис. 16, 17).

Для молекулярной газовой и жидкой фаз, описываемых единым по давлению уравнением состояния и различающимися теплоемкостью и функцией Грюнайзена, температурный коэффициент давления $\xi_V(\rho)$ аппроксимирован в виде:

$$\frac{\xi_V(\rho)}{\rho} = \Gamma(\rho)c_V = \frac{R}{M} \left(\alpha^{(0)} + (1 - \alpha^{(0)}) \exp \left[- \left(\frac{\rho}{\rho^{(0)}} \right)^{\alpha^{(0)}} \right] + \alpha^{(1)} \exp \left[- \left(\frac{\rho}{\rho^{(1)}} \right)^{-\alpha^{(1)}} \right] + \alpha^{(2)} \exp \left[- \left(\frac{\rho}{\rho^{(2)}} \right)^{-\alpha^{(2)}} \right] \right).$$

Здесь $\alpha^{(i)}$, $\rho^{(i)}$, $\alpha^{(i)}$, ($i = 0, 1, 2$) – расчетные константы.

Используя состояние при нормальных условиях, уравнение адиабатической скорости звука и условия в критической точке, получены соотношения для нахождения параметров уравнения состояния молекулярной фазы. Диссоциация и ионизация газа/пара рассчитывается по методике, изложенной в главе 6 при построении уравнения состояния воды. На рис. 15 представлены расчетные изотермы $p(V, T)$ полученного уравнения состояния для молекулярного (Ndis) и диссоциированного (Dis) бензола при различных температурах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предлагаемая методика акустического анализа, детализирующая структуру волновых импульсов, возникающих при соударении многослойных пластин, позволила определить импедансы и линейные размеры тыльных и лицевых слоев, приводящие к ослаблению импульсов растяжения в многослойной пластине.

В результате численного решения задачи ударного нагружения многослойной пластины со специально подобранными слоями дос-

тигнуто снижение уровня растягивающих напряжений в 2.5 – 3.0 раза по сравнению с однородной пластиной, используемой в качестве базового эксперимента.

2. С использованием модели пористой уплотняющейся среды показана возможность значительного снижения опасности откольного разрушения применением пористых лицевых и тыльных экранов. Обнаружен режим непрерывного отражения импульса растяжения от уплотняющейся пористой среды при вхождении в нее импульса сжатия из более жесткой среды.

3. Построенная обобщенная модель порошковой среды, учитывающая химические превращения, позволила исследовать закономерности процесса ударного синтеза сульфида олова (SnS) из порошковой смеси олова и серы (Sn+S), помещенной в ампулу сохранения. Оценено влияние кинетики уплотнения пор, скорости химической реакции и свойств материала ампулы сохранения на интенсивность и длительность формирующегося ударного импульса в смеси Sn+S , приводящего к иницированию реакции синтеза SnS .

4. Предложена модель повреждаемой упругопластической среды с тензором повреждений, описывающая нестационарные движения плоских двумерных ударных волн с учетом анизотропного характера возникающих повреждений.

Исследованы уравнения кинетики вязкого типа разрушения на примере численного моделирования двумерных плоских задач ударного нагружения алюминиевых пластин. Показано, что предлагаемые кинетические зависимости позволяют учитывать длительность и амплитуду импульса растяжения, а также направление предварительной механической обработки образцов на образование и рост микроповреждений.

При использовании уравнений кинетики хрупкого типа разрушения при моделировании ударного нагружения пластин из железа получена картина деформирования и разрушения мишени, определяющая ориентацию микро- и макротрещин. Обнаружено, что при протяженных поперечных размерах ударника и мишени зона макроразрушения наиболее интенсивна на периферии образца, где в процессе откола участвует волна боковой разгрузки. Формирование зон разрушения с возникновением нескольких макротрещин откола наблюдается при моделировании ударного нагружения компактной мишени.

5. Разработано широкодиапазонное уравнение состояния воды и пара в аналитической форме. Предложен метод, позволяющий по

экспериментальным данным для зависимостей от удельного объема и температуры теплоемкости и изохорического коэффициента температурного повышения давления рассчитать коэффициент Грюнайзена и внутреннюю тепловую энергию. Получены аналитические аппроксимации двухпараметрических термодинамических функций, согласующиеся с экспериментальными данными и теоретическими приближениями в широком диапазоне изменения давлений и температур.

6. На примере обычных (Н-) органических жидкостей – ацетона, бензола и тетрадекана и их дейтерированных аналогов (D-) предложена методика построения широкодиапазонного аналитического уравнения состояния в форме Ми-Грюнайзена в приближении зависимости температурного коэффициента давления $\xi_V(V)$ только от объема.

В области низких плотностей и давлений уравнения состояния соответствует совершенному газу, учитывают поведение вещества на линии насыщения и в окрестности критической точки, согласуются с экспериментальными данными по изотермической и ударной сжимаемости; учитывают процессы диссоциации и ионизации, происходящие при сверхвысоких сжатиях и температурах.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Научные статьи

1. Ахмадеев Н.Х., Ахмадеев Р.Х., Болотнова Р.Х. О демпфирующих свойствах пористых прокладок при ударном сжатии и отколе // Письма в ЖТФ. 1985. Т.11, № 12. С. 709–713.
2. Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х. Распространение волн напряжений в слоистых средах при ударном нагружении (акустическое приближение) // ПМТФ. 1985. № 1. С. 125–133. (Akhmadeev N. Kh., Bolotnova R.Kh. Propagation of Stress Waves in Layered Media under Impact Loading. Acoustical Approximation // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. 1985. V. 26, № 1, P. 114–122).
3. Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х. Влияние жесткости лицевого слоя на снижение растягивающих напряжений в двухслойном композите // Механика композитных материалов. 1986. № 4. С. 744–746.
4. Болотнова Р.Х. Двумерные упругопластические течения с повреждениями и отколом // Численные методы решения уравнений мат. физики, Уфа. 1986. С. 41–50.
5. Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х. Откол в пластинах из арможе-

- леза и стали Ст.3, испытывающих $\alpha \leftrightarrow \epsilon$ фазовые превращения // Детонация и ударные волны. Материалы VIII всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка: 1986. С. 23–26.
6. Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х. Развитие поврежденности и откольное разрушение в твердых телах в условиях неоднородного нагружения // Прикладные проблемы прочности и пластичности. 1987. Вып. 36. С. 86–91.
7. Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х. К построению неоднородных моделей откольного разрушения // Теория распространения волн в упругих и упругопластических средах. Новосибирск: ИГД СО АН СССР. 1987. С. 133–136.
8. Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х. К теории неоднородного откольного разрушения твердых тел при импульсном нагружении // В сб. «IV Всесоюзное совещание по детонации» Т. 2. Черноголовка: ОИХФ АН СССР. 1988. С. 218–224.
9. Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х. Откол в двухслойной пластине при ударном нагружении // Проблемы прочности. 1991. № 9. С. 55–57. (Akhmadeev N. Kh., Bolotnova R.Kh. Spalling in a Two-Layer Plate under an Impact Load // Strength of Materials. 1991. V. 23, № 9. P. 1000–1003).
10. Нигматулин Р.И. Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х. Волновые процессы в слоистых средах // Воздействие мощных потоков энергии на вещество. М.: РАН ИВТАН, 1992. С. 60–65.
11. Нигматулин Р.И. Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х. Откольное разрушение двухслойной пластины при ударном нагружении // Актуальные проблемы механики деформируемого твердого тела. Ч. 2. Алматы: Гылым, 1992. С. 54–60.
12. Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х. Проектирование и расчет композиционных материалов, ослабляющих действие ударных нагрузок // Технологическая серия. Конструкции из композиционных материалов. 1993. № 3. С. 5–13.
13. Nigmatulin R.Kh., Akhmadeev N. Kh., Bolotnova R.Kh. Dynamic Fracture in Solids under Pulse Deformation // Advances in Fracture Resistance in Materials. Proceedings of the 8th International Conference. Kiev. 1993. 8–14 June. P. 309–316.
14. Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х. Особенности формирования ударных волн в мягких материалах, генерируемых ударом пластин // ПМТФ. 1994. № 5. С. 19–27. (Akhmadeev N. Kh., Bolotnova R.Kh. Features of Shock Wave Formation in Soft Materials Generated by Impact of a Plate // Journal of Applied Mechanics and Technical

Physics. 1994. V. 35, № 5. P. 658–664).

15. Болотнова Р.Х., Калабухов С.С. Расчет ударной адиабаты и других параметров керамики на основе оксида алюминия // Проблемы механики и управления. Уфа: Гилем. 1996. С. 163–168.

16. Ахмадеев Н.Х., Болотнова Р.Х. Моделирование реакции синтеза в порошковой смеси олова и серы, инициируемой ударным нагружением // Химическая физика. 1996. № 6. С. 102–112. (Akhmadeev N.Kh., Bolotnova R.Kh. Modeling of the Synthesis Reaction in a Powdered Tin Sulfur Mixture Initiated by Shock Loading // Chem. Phys. Reports. 1996. V. 15, № 6. P. 901–911).

17. Ахмадеев Р.Н., Болотнов А.М., Болотнова Р.Х. О химических превращениях в ударных волнах на примере образования сульфида олова // Журнал неорганической химии. 1998. Т. 43, № 8. С. 1299–1307. (Akhmadeev R.N., Bolotnov A.M., Bolotnova R.Kh. Chemical Transformations in Shock Waves by the Example of Tin Sulfide Formation // Russian Journal of Inorganic Chemistry. 1998.V.43, № 8. P. 1195–1202).

18. Болотнова Р.Х., Топольников А.С., Закиров К.Р. Динамика парового пузырька в жидкости при лазерном и нейтронном пробое // Башкирский химический журнал. 2000. №3. С. 82–85.

19. Mathematical Modeling of a Single Bubble and Multibubble Dynamics in a Liquid / R.I. Nigmatulin, I.Sh. Akhatov, N.K. Vakhitova, R. Kh. Bolotnova et. al. // Intern. Conf. on Multiphase Systems. Ufa, Russia. 2000. P. 294–301.

20. Single Bubble Dynamics in Sonoluminescence / R. Nigmatulin, I. Akhatov, N. Vakhitova, R. Bolotnova, A. Topolnikov. // Proceedings of IV International Conference on Multiphase Flow. New Orleans, Louisiana, USA. May 27– June 1. 2001.

21. Болотнова Р.Х. О возможности ядерного излучения при акустическом воздействии на жидкость // Вестник Академии наук Республики Башкортостан. 2002. Т.7, № 4. С. 27–31.

22. Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Уравнение состояния жидкой воды при статических и ударных сжатиях / Труды VI Забабахинских научных чтений. Снежинск: 2003. 20 с. /www.vniitf.ru/rig/konfer/6zst/6zst.htm

23. The Theory of Supercompression of Vapor Bubbles and Nano Thermonuclear Fusion / Nigmatulin R., Akhatov I., Topolnikov A., Bolotnova R., et. al. // Physics of Fluids. 2005. V.17, P.107106., 31 p.

24. Болотнова Р.Х. Моделирование процесса динамического воздействия на пористые среды / Труды: Мавлютовские чтения. Т. 3.

Уфа: УГАТУ, 2006. С. 25–30.

25. Болотнова Р.Х. Моделирование двумерного процесса динамического разрушения упругопластических тел // Вестник Башкирского университета. 2007. № 1. С. 4–7 (принята в печать 19.10.2006).

26. Modeling of Bubble Cluster Dynamics under Conditions of Bubble Fusion Experiments / R. Nigmatulin, R. Bolotnova, N. Vakhitova, S. Konovalova, A. Topolnikov. // CD Proc. of 6th International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2007, Leipzig, Germany, July 9 – 13, 2007. S1_Thu_A_46.

27. Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Широкодиапазонное уравнение состояния органических жидкостей на примере ацетона // Доклады РАН 2007. Т. 415, № 5. С. 617–621. (Nigmatulin R. I. and Bolotnova R. Kh. Wide-Range Equation of State for Organic Liquids: Acetone As an Example // Doklady Physics. 2007. Vol. 52, № 8. P. 442–446).

28. Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Уравнение состояния жидкой воды // Труды Института механики Уфимского научного центра РАН. Вып.4 - Уфа: Гилем, 2007. С. 186–199.

29. Болотнова Р.Х. Широкодиапазонное уравнение состояния органических жидкостей // Труды Института механики Уфимского научного центра РАН. Вып. 5 –Уфа: Гилем, 2007. С. 113–121.

30. Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Широкодиапазонное уравнение состояния воды и пара. Метод построения // Теплофизика высоких температур 2008. Т. 46, № 2. С. 206–218. (Nigmatulin R.I., Bolotnova R.Kh. Wide-Range Equation of State for Water and Steam: Method of Construction // High Temperature. 2008. V 46, № 2. P. 182–193).

31. Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Широкодиапазонное уравнение состояния воды и пара. Результаты расчетов // Теплофизика высоких температур 2008. № 3. С. 362–373. (Nigmatulin R. I., Bolotnova R. Kh. Wide-Range Equation of State for Water and Steam: Calculation Results // High Temperature. 2008. V 46, № 3. P. 325–336).

Монография

32. Болотнова Р.Х. Ударные волны в слоистых средах. Разрушение, структурные и химические превращения. Уфа: РИЦ БашГУ, 2008. – 176 с.