

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ УДАР

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ



ТОМСК
«Издательство НТЛ»
2016

УДК 539.3

B932

B932 **Высокоскоростной удар. Моделирование и эксперимент / под ред. А.В. Герасимова. – Томск: Изд-во НТЛ, 2016. – 568 с.**

ISBN 978-5-89503-576-4

В монографии представлены результаты компьютерного и экспериментального моделирования не одномерных и нестационарных процессов в твердых телах, анализа напряженно-деформированного состояния, разрушения и фрагментации конструкций и материалов при высокоскоростном соударении, взрывном и импульсном нагружении, полученные в Научно-исследовательском институте прикладной математики и механики Томского государственного университета.

Для научных сотрудников, конструкторов, технологов, занимающихся проектированием новых конструкций и созданием материалов с заданными свойствами, подвергающихся действию интенсивных динамических нагрузок, а также для аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей.

УДК 539.3

Авторский коллектив:

Ю.Ф. Христенко (гл. 1); В.Ф. Толкачев (гл. 2); А.А. Коняев (гл. 3);
А.В. Герасимов, С.В. Пашков (гл. 4); В.Г. Трушков (гл. 5);
В.П. Глазырин, Ю.Н. Орлов (гл. 6); С.А. Зелепугин (гл. 7)

Рецензенты:

Б.А. Люкшин, д-р техн. наук, проф.
А.Ю. Смолин, д-р физ.-мат. наук, проф.
О.И. Черепанов, д-р физ.-мат. наук

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания № 2014/223 (код проекта 1567).

ISBN 978-5-89503-576-4

© Авторы, текст, 2016

© Оформление. Дизайн.

ООО “Издательство НТЛ”, 2016

ПРЕДИСЛОВИЕ

Высокоскоростное деформирование твердых тел при высокоэнергетическом воздействии представляет значительный научный и технический интерес в связи с появлением новых материалов и совершенствованием конструктивно-компоновочных схем современной техники, испытывающей ударные и взрывные нагрузки. Компьютерное моделирование высокоскоростного соударения твердых тел, разрушения и фрагментации конструкций, взрывного расширения и разрушения оболочек требует обширных и глубоких знаний физико-механических свойств и закономерностей поведения как существующих, так и новых конструкционных материалов при интенсивном импульсном воздействии. На картину фрагментации твердых тел существенное влияние оказывают статистическая неоднородность прочностных свойств по объему образца и наличие исходных поврежденностей. Физические процессы, сопутствующие высокоскоростному соударению, в значительной степени определяются наличием множества контактных и свободных границ. Для предотвращения недопустимых повреждений защищаемых объектов широкое применение нашли материалы и конструкции со сложной внутренней структурой, в том числе на основе керамики, металлокерамики, металлокомпозитов, пористых и функционально градиентных материалов.

Краевая задача и подбор определяющих соотношений для материалов и конструкций со сложной структурой существенно усложняются, что накладывает более строгие требования на процесс тестирования и в целом на проверку адекватности математической модели и компьютерного моделирования. В конечном счете это определяет необходимость формирования экспериментально-теоретического подхода к проблеме моделирования высокоскоростного взаимодействия твердых тел, в котором возможности компьютерного расчета и эксперимента взаимно дополняют друг друга.

Специфика высокоскоростного соударения твердого тела и конструкций со сложной структурой связана с многообразием нестационар-

ных и неоднородных процессов деформирования и разрушения, протекающих в трех пространственных координатах в милли- и микросекундных интервалах времени. Однако существующие технические средства измерений позволяют в экспериментах регистрировать лишь кинематические параметры деформирования и разрушения конструкций, в то время как необходимые динамические характеристики материалов – компоненты тензора напряжений в виде функции от времени и координат – остаются недоступными измерению. К регистрируемым кинематическим параметрам относятся поля массовых скоростей в ударнике и преграде, траектории и углы разлета частиц.

В натурном эксперименте регистрируются интегральные параметры деформирования и разрушения, например размер осколочка, степень его повреждения, конечный прогиб корпуса, скорость внешней поверхности. Проследить весь процесс динамического деформирования от зарождения и слияния микродефектов до образования магистральных трещин, получить текущее значение любого параметра в каждой точке тела в различные моменты времени можно только путем компьютерного моделирования при соответствующей экспериментальной проверке адекватности в реперных точках. Поэтому вопросы, связанные с применением новых материалов и конструктивных решений, в том числе основанных на новых физических принципах, могут быть успешно решены только с помощью комплексного использования численного моделирования и экспериментальных исследований. Наличие необходимого оборудования для проведения экспериментов (легкогазовые и пороховые метательные установки, регистрирующая аппаратура) и быстродействующие компьютеры позволяют эффективно решать широкий круг экспериментальных и теоретических задач высокоскоростного деформирования и разрушения твердых тел в двумерной и трехмерной постановке.

С математической точки зрения процессы, протекающие при интенсивных динамических нагрузках, описываются физически и геометрически нелинейными гиперболическими системами уравнений механики сплошной среды. Аналитическое решение этих систем осложняется множеством контактных разрывов, свободных границ, ударных и детонационных волн, меняющихся участков контакта взаимодействующих тел и возможно в частных упрощенных случаях. Поэтому основным инструментом решения динамических задач являются численные методы.

Выделяют следующие этапы численного решения задач механики сплошной среды: построение физической модели; математическая формулировка задачи; разработка и использование вычислительного алгоритма; программирование; формальная и методическая отладка программы; оценка эффективности и пределов применимости алгоритма на основе тестовых расчетов. В зависимости от интенсивности деформаций в рассматриваемом классе задач выбираются те или иные независимые переменные в исходной системе дифференциальных уравнений. Наиболее известными являются два классических способа описания движения сплошной среды – способ Лагранжа и способ Эйлера. С целью устранения недостатков, присущих этим двум подходам, разработаны различные методы, совмещающие в какой-то мере достоинства эйлерова и лагранжева способов описания движения сплошной среды.

Основной целью большинства задач высокоскоростного деформирования твердых тел является определение места и времени возникновения поврежденности материала, закономерностей роста и слияния микроповреждений в магистральные трещины, приводящие к дроблению и разлету осколков. Современные требования к эффективности функционирования конструкций настоятельно диктуют необходимость более детального и глубокого исследования процессов высокоскоростного деформирования и разрушения материалов при ударных и взрывных нагрузках. Это особенно важно для новых материалов с усложненной реологией и сложной внутренней структурой. Развитие методов компьютерного конструирования и современных технологий позволяет создавать сейчас функционально градиентные материалы со свойствами, адаптированными под условия динамического нагружения.

В первой главе приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований проблем высокоскоростного метания из двухступенчатых легкогазовых установок. Анализ научно-технической и патентной литературы показывает, что двухступенчатые легкогазовые установки в настоящее время являются одним из самых надежных и отработанных средств высокоскоростного метания в диапазоне скоростей 2,5...10 км/с и выше. Причем наряду с традиционным использованием легкогазовых установок в аэробаллистических исследованиях, а также в экспериментах по высокоскоростному взаимодействию в последнее время данный тип ускорителей находит новое применение в качестве предускорителей в комбинированных схемах метания.

Вторая глава посвящена исследованию влияния физико-механических характеристик композиционных материалов (керамик, металло-керамик, стеклопластиков) на противоударную стойкость комбинированной защиты в условиях ударного нагружения, выявлению особенностей разрушения и установлению корреляционных соотношений, связывающих параметры макроразрушения с их динамическими прочностными характеристиками материалов для их успешного применения в качестве защитных элементов в преградах и конструкциях.

Нахождению обобщенных зависимостей, связывающих параметры макроразрушения ударника и преграды с краевыми условиями задачи и физико-механическими свойствами соударяющихся тел, посвящена третья глава. Существование в механике высокоскоростного соударения обобщенных зависимостей в виде функциональных связей между критериями подобия содержит в своей основе объективную закономерность. Подобная закономерность может быть связана с действием законов сохранения, подобием энергетического баланса либо проявлением некоторой стабилизации нестационарного процесса. Для нахождения обобщенной зависимости требуется установить критерии подобия и вид функции, связывающей эти критерии. Разработан подход, в котором параметры деформирования и разрушения твердых тел определяются величиной подводимой кинетической энергии ударника и энергопотерями, расходуемыми на сопутствующие прониканию явления. Специфика энергопотерь существенным образом зависит от краевых условий, в частности от конструктивно-компоновочных схем ударника и преграды. Это потребовало установить корреляции параметров высокоскоростного деформирования и макроразрушения с основными механическими характеристиками, определяющими реакцию материалов на ударные нагрузки, – объемной упругостью, динамическим пределом текучести, динамической твердостью, работой вытеснения единицы объема, откольной прочностью. Результаты моделирования основаны на экспериментах, выполненных в НИИ ПММ ТГУ на пороховых и легкогазовых баллистических установках калибром 8...50 мм в диапазоне скоростей соударения 0.1...6 км/с.

В качестве исследуемых материалов ударников и преград в экспериментах использованы сплавы вольфрама, стали, алюминия, титана, меди, свинца, слоистые пластики, сыпучие среды и хрупкие материалы – песок, керамика, металлокерамика, лед, бетон, железобетон. Исследуются глубокое проникание компактных и удлиненных ударников в по-

лубесконечные преграды, сквозное пробитие однослойных, разнесенных и слоисто-разнесенных элементов конструкций, остаточные параметры ударника за преградой. Актуальность поиска критериев подобия, определяющих параметры макроразрушения при высокоскоростном ударе, и функциональных связей между ними связана с использованием новых материалов и конструктивно-компоновочных схем данного типа конструкций.

В большинстве задач о разрушении характер фрагментации определяется условиями нагружения и формой взаимодействующих тел и может быть предсказан заранее. Однако в ряде задач процесс фрагментации носит вероятностный характер и определяется исключительно наличием внутренних неоднородностей, вызванных дефектами структуры материала. В четвертой главе для наиболее полной трехмерной постановки задачи фрагментации твердых тел разработаны физико-математическая модель, численный алгоритм и методика компьютерного моделирования разрушения и дробления твердых тел с учетом случайного характера распределения начальных неоднородностей материала. Важной составной частью данной проблемы является численное решение задач взрывного нагружения толстостенных оболочек с введением в методику расчета вероятностного механизма разрушения, алгоритма построения поверхностей разрушения при образовании трещин и учета контактного взаимодействия образовавшихся осколков. Численная методика включает в себя автоматическую триангуляцию трехмерной расчетной области, явную конечно-разностную схему второго порядка точности, реализованную на тетраэдрических расчетных ячейках и базирующуюся на совместном использовании метода Уилкинса для расчета внутренних точек и метода Джонсона для расчета контактных и свободных поверхностей. Методика также включает численный алгоритм, описывающий построение поверхности разрушения при образовании и росте трещин, и алгоритм генерации случайной величины, подчиняющейся выбранному закону распределения. В ходе исследования рассмотрены вопросы, связанные с математическим описанием разрушения (вероятностный механизм разрушения, выбор критерия разрушения, рост поврежденности, определение ориентации микротрещины).

В пятой главе предлагается методика расчета, предназначенная для компьютерного моделирования процессов высокоскоростного взаимодействия деформируемых тел и их разрушения. При описании напряженно-деформированного состояния взаимодействующих тел использу-

ется упругопластическая модель сплошной среды с учетом изменения ее пористости. Численное решение конкретных прикладных задач осуществляется с помощью эйлерового численного метода, основанного на конечно-разностной схеме Мак-Кормака и методе маркеров. Этот метод позволяет исследовать большие деформации взаимодействующих тел, имеющих различные физико-механические свойства. Весь комплекс вычислительных алгоритмов и уравнений называется расчетно-математической моделью. В замкнутую систему расчетно-математической модели входят дополнительные соотношения, которые вычисляются с помощью отдельных алгоритмов. К таким алгоритмам относятся: снос напряженного состояния на поверхность текучести путем корректировки компонент девиаторной части тензора напряжений; вычисление давления и пористости при совместном расчете уравнения состояния и соотношения, задающего закон изменения пористости в зависимости от давления; расчет параметров на фронте детонационной волны и т.д.

Наиболее эффективный и информативный способ моделирования высокоскоростного соударения твердых тел базируется на решении основной системы уравнений механики деформируемого твердого тела. Как правило, для задач удара такая система уравнений с определяющими соотношениями, граничными и начальными условиями аналитического решения не имеет и для ее решения используют численные методы. На достижение успеха при математическом моделировании также влияет рациональный выбор метода численного решения, который зависит от конкретного класса решаемой задачи. Традиционно для описания движения сплошной среды используют эйлеров и лагранжевы подходы. Оба подхода эквивалентны между собой, однако схемы, разработанные на их основе, обладают некоторыми отличиями, причем каждая из таких схем имеет как свои достоинства, так и недостатки. В лагранжевых численных схемах расчетная сетка пространственных координат «вморожена» в материал среды и деформируется далее со средой в течение всего времени счета. Это позволяет с высокой точностью вести расчет в граничных точках, т.е. сравнительно легко отслеживать контактные и свободные поверхности. В последнее время для описания разрушения получил развитие подход, основанный на выделении поверхностей разрыва сплошности материалов, который так или иначе связан с модификацией первоначальной расчетной сетки, т.е. с формированием новой свободной поверхности. В этом направлении можно отметить несколько способов. В одних способах происходит локальная

перестройка сетки в области разрушения, в других расщепление узлов происходит в предположении заранее известной свободной поверхности (т.е. введение линии сдвоенных узлов), в-третьих, расщепление узлов совершается с автоматической перестройкой свободной поверхности с введением дополнительных узлов. Эти методы применялись для решения модельных задач с простой компоновкой и геометрией взаимодействующих тел и, естественно, они мало пригодны для моделирования перспективных ударостойких защит, которые, как правило, являются структурно-неоднородными, а именно: наполненными высокопрочной керамикой, армированными вольфрамом или ураном и т.д. В связи с этим в настоящее время существует потребность в создании численного метода, позволяющего моделировать высокоскоростное деформирование и фрагментарное разрушение материала, или, другими словами, в методе расчета должна быть заложена возможность выделения поверхностей разрыва сплошности материала, а также возможность отслеживать контактные и свободные поверхности, как имеющиеся в начальный момент времени, так и образующиеся в процессе деформирования и разрушения. Разработке такого метода и посвящена шестая глава.

Седьмая глава посвящена проблеме высокоскоростного метания и нагрузок, действующих на метаемую сборку. Процесс метания характеризуется высокой интенсивностью действующих на конструкцию давлений и массовых сил, что может привести к нежелательному уровню деформаций и напряжений и, как следствие, разрушению самой сборки и метательной установки. Повышение скорости метания приводит, как правило, к увеличению действующих на сборку нагрузок. Несмотря на то, что при проектировании подобных конструкций накоплен достаточно большой опыт проведения как расчетных, так и экспериментальных работ, при создании новых изделий перед проектировщиком вновь и вновь ставятся вопросы прочностного расчета. Причиной этому является ряд обстоятельств, среди которых наиболее очевидны следующие: разработка новых видов и конструкцийборок; предъявление более жестких требований к уже существующим изделиям; применение новых конструкционных материалов для их изготовления и т.д. Появление мощных электронно-вычислительных машин коллективного пользования и персональных компьютеров позволяет на основе более полных физических и математических моделей выявить резервы прочности в уже существующих конструкцияхборок.

Глава 1

ДВУХСТУПЕНЧАТЫЕ ЛЕГКОГАЗОВЫЕ УСТАНОВКИ – ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХАРТИЛЛЕРИЙСКИХ И КОСМИЧЕСКИХ СКОРОСТЕЙ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ

Анализ научно-технической и патентной литературы показывает, что двухступенчатые легкогазовые установки (ЛГУ) в настоящее время являются одним из самых надежных и отработанных средств высокоскоростного метания в диапазоне скоростей 2.5...10 км/с и выше. Причем наряду с традиционным использованием ЛГУ в аэробаллистических исследованиях [1–3], а также в экспериментах по высокоскоростному взаимодействию [4–6] в последнее время ЛГУ находят новое применение. Во-первых, ЛГУ используются в качестве предускорителей в комбинированных схемах метания [7–9]. Во-вторых, исследуется возможность применения ЛГУ для прямого вывода, например капсул с радиоактивными отходами, в космос [10–12].

Для НИИ ПММ вопросы высокоскоростного метания традиционно являются одним из основных научных направлений. Основы этому были заложены еще С.А. Бетехтиным, М.С. Гороховым и др. [13, 14]. При этом в институте всегда практиковался комплексный подход: широкие экспериментальные исследования и математическое моделирование внутрибаллистических процессов высокоскоростного метания [15–20]. В разработке всех отечественных легкогазовых установок, созданных за последние десятилетия, в той или иной степени участвовали сотрудники НИИ ПММ.

Вопросам исследования внутренней баллистики ЛГУ посвящено большое количество работ как в зарубежной, так и в отечественной литературе. Исследования [21, 22] посвящены общим проблемам внутрен-

ней баллистики ЛГУ и их моделированию. Обширный список работ охватывает исследования влияния отдельных факторов на основные параметры выстрела из ЛГУ: движение поршня исследовалось в работах [23, 24], процессам прорыва и раскрытия диафрагмы посвящены работы [20, 25], движение метаемого элемента (МЭ) в стволе ЛГУ изучалось в работах [19, 26]. Большой цикл работ посвящен влиянию теплоотдачи рабочего газа и абляции ствола на дульную скорость и живучесть ствола ЛГУ [27–29].

При проектировании ЛГУ, а также для поиска рациональных параметров их эксплуатации широко применяется численное моделирование. Анализ экспериментов при скоростях метания порядка 8 км/с и выше показал, что существующие представления о внутрибаллистических процессах ЛГУ не всегда соответствуют реальным физическим процессам и, следовательно, физико-математические модели, разработанные на основе этих представлений, не вполне адекватно описывают процессы высокоскоростного метания из ЛГУ. Причем определяющие параметры, входящие в эти модели, не всегда могут быть найдены из существующих теоретических и экспериментальных данных. Все это предопределяет необходимость более углубленных экспериментальных исследований основных внутрибаллистических процессов в ЛГУ.

С целью их исследования, а также исследования новых схем ЛГУ в НИИ ПММ был разработан унифицированный комплекс баллистических установок ПХ [30]. (заводской индекс Юргинского машзавода, где изготавливался комплекс, – Т-110). В комплекс Т-110 входят порядка сорока различных баллистических установок (одноступенчатых, двухступенчатых классических и нетрадиционных). Экспериментальная отработка комплекса Т-110 была начата с отработки «классической» ЛГУ с легким поршнем ППХ 23/8. В процессе экспериментальной отработки проведены исследования работоспособности всех узлов и деталей ЛГУ ППХ 23/8, выбраны рациональные параметры заряжания, уточнены схемы проведения эксперимента, усовершенствована конструкция некоторых узлов, исследовано влияние некоторых новых факторов на баллистику выстрела из ЛГУ.

Анализ экспериментов при скоростях метания порядка 8 км/с и выше показал, что одной из основных проблем является живучесть ЛГУ [31, 32]. В целом проблему высокоскоростного метания при таких скоростях необходимо рассматривать как компромисс между стремлением получить наиболее высокую скорость максимально тяжелого МЭ и

обеспечением приемлемой живучести установки. Основным условием получения сверхвысоких скоростей метания в ЛГУ при обеспечении приемлемой живучести является высокая повторяемость всех внутрибаллистических процессов. Однако эксперименты на ЛГУ с легким и особенно со сверхлегким поршнем (см. [32]) показали, что при определенных соотношениях параметров заряжания наблюдается разброс максимального давления в пороховой камере [18]. Проведены экспериментальные исследования закономерностей горения зерненных порохов в широком диапазоне плотностей заряжания. При этом использовались нетрадиционные схемы манометрических бомб и модельные баллистические установки, позволяющие моделировать условия, близкие к реальному выстрелу. Экспериментально установлено, что причиной нестабильности выстрела из ЛГУ является плохая воспроизводимость процесса воспламенения и горения исследуемых порохов при плотностях заряжания $\Delta \approx 0.5 \text{ г/см}^3$ и ниже [17, 33]. Разработаны конструкция пороховой камеры переменного объема и конструкция поршня, которые обеспечивают хорошую воспроизводимость параметров горения порохового заряда и движения поршня в камере сжатия.

Предложены методы повышения живучести ЛГУ, включающие новые конструктивные решения и нетрадиционные режимы выстрела. Теоретически и экспериментально установлено, что уменьшение угла раствора конического переходника до $2.5...3^\circ$ позволяет увеличить живучесть камеры высокого давления в несколько раз. Предложена конструкция составного поршня с жидким или гелеобразным наполнителем. Обоснован и экспериментально отработан режим выстрела из ЛГУ со сверхлегкими поршнями и без использования диафрагмы. Для предотвращения абляции канала ЛГУ предложена конструкция конического и измерительного переходников с лейнерами из термоизносостойких сплавов [32]. Использование новых схемных и конструктивных решений позволило поднять живучесть ЛГУ ППХ 23/8 до 100 выстрелов и выше при параметрах выстрела, обеспечивающих скорости метания порядка 8 км/с.

К настоящему времени классические ЛГУ подошли к пределу своих возможностей в повышении скорости метания. На лучших образцах в единичных опытах получены скорости $9.5...9.6 \text{ км/с}$ для метаемых элементов с относительной массой $C_q \leq 1 \text{ г/см}^3$. Практически с появлением первых образцов [34] предлагались способы повышения скоростей метания из ЛГУ. Однако к настоящему времени не удалось реализовать ни

одну схему повышения скорости, в которой скорость МЭ превышала бы максимальные скорости, полученные на лучших классических ЛГУ. Это делает актуальным поиск и исследование путей повышения скорости метания из ЛГУ.

В настоящем разделе приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований проблем высокоскоростного метания из двухступенчатых легкогазовых установок.

1.1. ЛГУ с тяжелым поршнем

Для получения сверхартиллерийских скоростей метания (2.5...5.5 км/с) в лабораторных условиях в основном применяются ЛГУ с тяжелым поршнем [22]. В данном случае под ЛГУ с тяжелым поршнем понимаются такие установки, в которых процесс сжатия легкого газа происходит изэнтропически. Такие ЛГУ имеют относительно короткую камеру сжатия ($L_k = 20 \dots 30D$, где L_k – длина камеры сжатия, D – ее калибр); большой перепад площади сечений камеры сжатия и ствола ($D/d = 4 \dots 8$); тяжелый, как правило, металлический поршень и низкую степень сжатия легкого газа ($P_{\max} / P_0 = 50 \dots 100$). Эти особенности накладывают естественное ограничение на максимальную скорость снаряда. Действительно, в случае безударного изэнтропического сжатия легкого газа можно считать, что

$$\left(\frac{a_{\max}}{a_0} \right)^2 = \left(\frac{P_{\max}}{P_0} \right)^{(\gamma-1)/\gamma},$$

где a_0 – начальная скорость звука, а a_{\max} – момент максимального сжатия [22]. Учитывая, что для реальных ЛГУ с тяжелым поршнем P_{\max} ограничено величиной порядка 10 кбар ($P_{\max} / P_0 \leq 100$), а дульная скорость снаряда $U_d = (1.8 \dots 2.5)a_{\max}$, то в случае использования водорода ($a_0 \approx 1.3$ км/с, $\gamma = 1.4$) будем иметь: $U_d = 4 \dots 5.5$ км/с. Эти оценки хорошо согласуются с реальными экспериментальными данными.

Имея ограниченные габариты, хорошую стабильность всех внутрибаллистических характеристик, ЛГУ с тяжелым поршнем широко используется в экспериментальных исследованиях для получения сверхартиллерийских скоростей (2.5 км/с и выше) в лабораторных условиях.

1.1.1. Анализ существующих конструкций ЛГУ и совершенствование конструкции ЛГУ с тяжелым поршнем

Используемые в настоящее время ЛГУ с тяжелым поршнем были разработаны 30–40 лет назад и поэтому не всегда удовлетворяют требованиям по надежности, живучести, а также технологичности производства.

Одной из самых распространенных ЛГУ с тяжелым поршнем является разработанная в НИИ ПММ ЛГУ Т-29, которая, в свою очередь, создана на основе ЛГУ ГУ23, разработанной М.С. Гороховым. Установка имеет следующие основные параметры: калибр баллистического ствола $d = 23$ мм; калибр камеры сжатия $D = 85$ мм, ее длина $L_k = 2$ м. Реально получаемые скорости составляют 5.5 км/с для метаемого элемента массой 12 г ($C_q = 1$ г/см³) и 4 км/с при массе МЭ 36 г ($C_q = 3$ г/см³). ЛГУ Т-29 выпускалась малой серией производственным объединением «Юргинский машзавод» и эксплуатируется во многих организациях и полигонах. Однако ее дальнейшее распространение приостановилось из-за сложности конструкции и необходимости сложного технологического оснащения при производстве.

В связи с вышесказанным был проведен анализ конструкций существующих ЛГУ, изучен опыт их эксплуатации и разработаны новые подходы к созданию более технологичных легкогазовых установок с тяжелым поршнем. Это позволило существенно упростить конструкцию затворного узла и узла инициирования, а также конструкцию камеры сжатия. Предложена новая конструкция диафрагменного узла, что позволило кардинально повысить живучесть ЛГУ. На основе этих подходов разработано семейство ЛГУ с тяжелым поршнем с баллистическими стволами калибром 23, 34 и 50 мм и с камерами сжатия калибром 100 и 125 мм [30].

Изготовлено и испытано несколько экземпляров таких ЛГУ. При этом полностью подтвердилась правильность выработанных подходов – на новых ЛГУ получены расчетные скорости метания, а их изготовление оказалось дешевле в несколько раз, чем изготовление ЛГУ Т-29.

Основными наиболее трудоемкими и сложными узлами ЛГУ являются: затвор с узлом инициирования, камера сжатия и узел форсирования.

1.1.2. Выбор конструкции затвора и узла инициирования

В ЛГУ Т-29, как и в некоторых других аналогичных пушках, используется клиновый затвор от штатной противотанковой пушки Т-12 [35]. Такой затвор обладает высокой надежностью и обеспечивает скоро-

стрельность несколько выстрелов в минуту. Однако клиновый затвор очень трудоемок в изготовлении, и для его производства необходимо сложное специализированное оборудование. В то же время практика работы с ЛГУ Т-29 показала, что, во-первых, при использовании клинового затвора без штатной гильзы возникают проблемы с obtюрацией пороховой камеры, так как в этом случае необходимо экспериментально подбирать толщину уплотнительных колец, чтобы обеспечить надежную obtюрацию и свободное закрывание затвора. Во-вторых, время подготовки собственно выстрела из ЛГУ, а также время подготовки регистрирующей аппаратуры составляет от одного до нескольких часов, поэтому экономия нескольких минут на запираение пороховой камеры практически не ускоряет проведение экспериментов. И, в-третьих, усилия, действующие на затвор ЛГУ, значительно ниже, чем, например, в пушке Т-12, так как масса порохового заряда ЛГУ Т-29 в 10...15 раз меньше заряда осколочно-фугасного боеприпаса пушки Т-12. Кроме этого, при дистанционном управлении выстрелом более простым и надежным является электрический способ инициирования порохового заряда по сравнению с ударным. С учетом вышесказанного была разработана конструкция винтового затвора, рассчитанная на использование электрокапсюльных втулок ЭКВ-4 или ГУВ-7 (рис. 1.1). Для подачи инициирующего импульса в затвор вмонтирован подпружиненный электрод с предохранителем. Система obtюрации и перфорированная гильза, в качестве стопора для поршня, взята аналогичной ЛГУ Т-29, так как этот узел хорошо зарекомендовал себя в работе. Такой затвор и узел инициирования могут быть изготовлены на обычном токарно-винторезном станке.

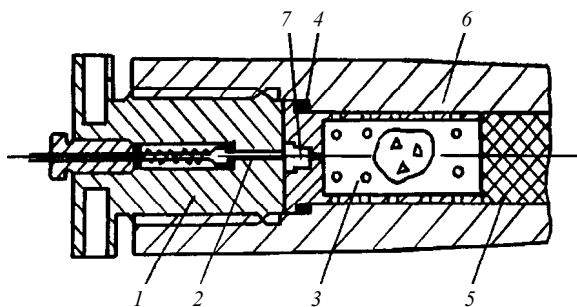


Рис. 1.1. Затвор и узел инициирования: 1 – затвор; 2 – электрод; 3 – перфорированная гильза; 4 – obtюратор; 5 – поршень; 6 – камера сжатия; 7 – ЭКВ

1.1.3. Конструкция камеры сжатия

Камера сжатия ЛГУ Т-29 представляет собой двухслойную скрепленную по всей длине трубу с общей длиной порядка 2.5 м. Поэтому изготовление такой камеры сжатия – весьма сложный и трудоемкий процесс, требующий специализированного оборудования и высокой квалификации. В то же время анализ типичной эпюры максимальных давлений в камере сжатия (рис. 1.2) показывает, что высокие давления реализуются не по всей длине, а только в ее начале (давление продуктов сгорания порохового заряда) и в конце (давление легкого газа в момент максимального сжатия).

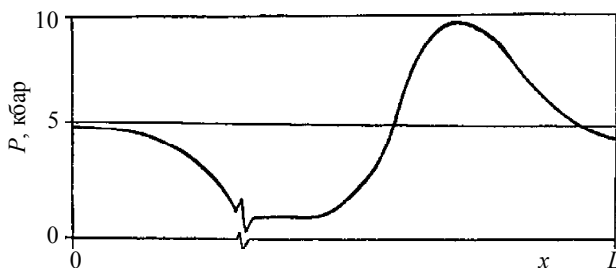


Рис. 1.2. Эпюра максимальных давлений

Поэтому упрочнение средней части камеры сжатия, существенно усложняющее конструкцию и технологию изготовления, является излишним. Кроме этого, максимальные давления в казенной части ЛГУ не превышают максимальных давлений в казенной части штатных пушек, например Т-12, весь ствол которой, включая казенную часть, выполнен однослойным. Таким образом, упрочнение казенной части камеры сжатия ЛГУ также можно считать нецелесообразным. Естественным представляется использовать в качестве основы для изготовления камер сжатия ЛГУ стволы штатных гладкоствольных пушек, например Т-12 калибром 100 мм или Д-81 калибром 125 мм [35]. Оптимальная конструкция камеры сжатия, которая может быть изготовлена из одного такого ствола, представлена на рис. 1.3, а. Здесь часть казенника длиной порядка 850 мм используется в качестве кожуха для упрочнения передней части камеры сжатия (форкамеры). Кожух одевается на горячую посадку и фиксируется двумя рядами штифтов или другим каким-либо способом. Общая длина камеры сжатия калибром 100 мм составляет

3.5...4 м, а калибром 125 мм – 4...4.5 м. Для изготовления такой камеры сжатия требуется токарно-винторезный станок с расстоянием между центрами порядка 5 м, а также специальная оснастка для расточки и внутреннего хонингования, чтобы обеспечить качественную горячую посадку. Более простая конструкция составной камеры сжатия представлена на рис. 1.3, б, в которой утолщенная казенная часть ствола используется в качестве форкамеры.

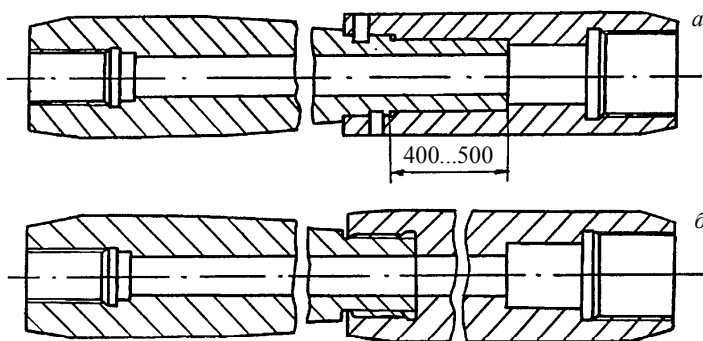


Рис. 1.3. Конструкция камеры сжатия

В резьбовом соединении двух частей камеры сжатия рекомендуется использовать специальную упорную резьбу (Спец. уп. $D \times h \times 45^\circ$ ГОСТ 13535–68). Такая камера сжатия (при наличии ствола от Т-12 или Д-81) может быть изготовлена на универсальном токарно-винторезном станке с расстоянием между центрами порядка 3 м.

1.1.4. Модернизированный узел форсирования

В ЛГУ Т-29 и в других ЛГУ с тяжелым поршнем узел конического переходника и узел форсирования практически совмещены. Между камерой сжатия и стволом вставляется короткий конический переходник (вкладыш), а между вкладышем и стволом зажимается диафрагма. Практика работы с ЛГУ Т-29 показала, что диафрагма не только обеспечивает необходимую задержку начала движения снаряда, но и предохраняет резьбовое соединение узла форсирования от разрушения. При ударе поршня в конический переходник диафрагма перепрессовывается и ударные пиковые нагрузки на резьбу сглаживаются. Однако при фор-

сированных режимах выстрела несколько пушек было выведено из строя из-за необратимых деформаций резьбы. Для уменьшения вероятности таких случаев предложено: во-первых, заменить обычную упорную резьбу на более прочную (Спец. уп. $D \times h \times 45^\circ$ ГОСТ 13535–68). Во-вторых, установить между буртом ствола и гайкой дополнительный демпфирующий элемент – упругий, сминаемый и т.д. (рис. 1.4).

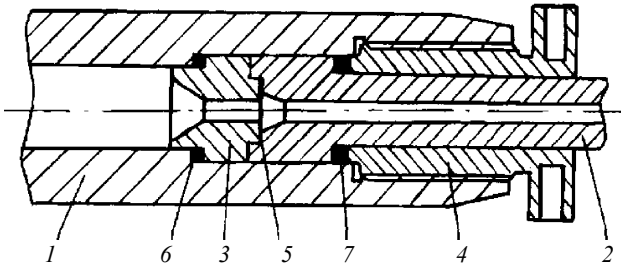


Рис. 1.4. Конструкция узла форсирования: 1 – камера сжатия; 2 – ствол; 3 – конический переходник; 4 – гайка; 5 – диафрагма; 6 – obtюратор; 7 – демпфирующий элемент

Помимо своей основной роли демпфирующий элемент является дополнительным obtюратором, который обеспечивает полную и надежную герметизацию узла форсирования ЛГУ даже при прорыве рабочего газа через диафрагменный узел. Конструкция узла форсирования с подвижным вкладышем и с дополнительным демпфирующим элементом защищена авторским свидетельством на изобретение. Система obtюрации соединения камеры сжатия и конического переходника (резиновое кольцо, зажатое между двумя стальными) хорошо зарекомендовала себя в ЛГУ Т-29 и может быть использована в новых ЛГУ.

1.1.5. Конструкция поршня

Поршень ЛГУ Т-29 состоит из obtюратора в виде полиэтиленового цилиндра с ведущим пояском, собственно поршня и алюминиевого буфера (рис. 1.5, а). Алюминиевый буфер имеет выступ в виде усеченного конуса. При ударе поршня (буфера) в конический переходник происходит перепрессовка конического выступа, за счет чего уменьшается ударная пиковая нагрузка, действующая на резьбовое соединение узла форсирования. Собственно поршень представляет собой стальной ци-

линдр, на торцах которого одеты полиэтиленовые (фторопластовые) ведущие кольца (см. рис. 1.5, *a*). Опыт работы с ЛГУ Т-29 показал, что в процессе выстрела ведущие кольца снимаются и стальной поршень движется непосредственно по поршневому стволу, что приводит к ухудшению качества канала ствола.

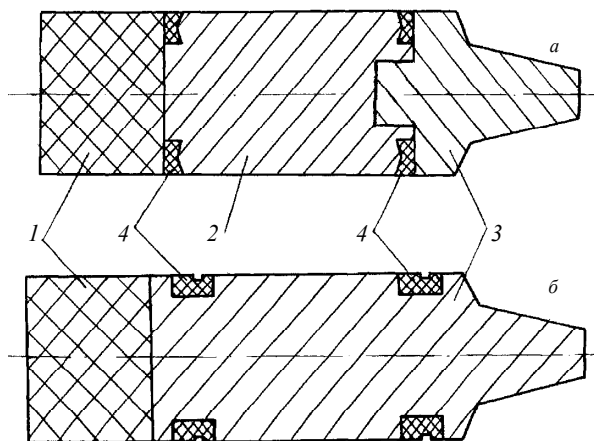


Рис. 1.5. Конструкция поршня:

1 – obtюратор; 2 – поршень; 3 – буфер; 4 – ведущие кольца

В процессе баллистического проектирования было исследовано влияние массы поршня на баллистику выстрела из ЛГУ с тяжелым поршнем. Оказалось, что уменьшение массы поршня с 4...7 до 2.5...3.5 кг не приводит к существенному уменьшению скорости метания. Однако в случае уменьшения массы поршня значительно снижаются пиковые нагрузки на резьбу узла форсирования. Кроме этого, поршень меньшей массы может быть целиком изготовлен из дюралюминия. Конструкция такого поршня приведена на рис. 1.5, *б*, где использованы разрезные ведущие кольца из полиэтилена. Испытания подтвердили работоспособность такой конструкции и ее надежность.

1.1.6. Разработка новых ЛГУ с тяжелым поршнем

По заказу ВНИИ Стали (г. Москва) было проведено баллистическое проектирование и разработана ЛГУ с тяжелым поршнем – КПХ 100 на базе ствола пушки Т-12 калибром 100 мм [35]. При разработке конст-

рукции ЛГУ были использованы подходы и новые схемные решения, изложенные выше. Разработано два варианта конструкторской документации, предполагающих использование баллистических стволов калибром 23 и 34 мм. По этой документации на базе ВНИИ Стали была изготовлена ЛГУ с составной камерой сжатия (см. рис. 1.3, б).

В процессе изготовления полностью подтвердились преимущества конструкции ЛГУ КПХ 100 – она была изготовлена на универсальном токарно-винторезном станке, и изготовление ее оказалось дешевле в несколько раз по сравнению с ЛГУ Т-29. Экспериментальная отработка и бронебаллистические исследования, проведенные на новой ЛГУ, подтвердили хорошую работоспособность всех узлов и деталей, а также правильность выбранной конструктивной схемы. При использовании в качестве рабочего газа гелия на ЛГУ КПХ 100/23 была достигнута скорость 4.2 км/с метаемого элемента массой 20 г ($C_q = 1.7 \text{ г/см}^3$). Второй экземпляр ЛГУ КПХ 100 со скрепленной камерой сжатия (см. рис. 1.3, а) был изготовлен и успешно эксплуатировался в НИИмаш (г. Дзержинск, Нижегородской обл.).

Используя опыт, накопленный при проектировании, изготовлении и экспериментальной отработке ЛГУ КПХ 100, была разработана ЛГУ с тяжелым поршнем КПХ 125, рассчитанная на получение дульных скоростей 3.5...5.5 км/с метаемых элементов массой 100...300 г. Как и ЛГУ КПХ 100, новая пушка проектировалась в двух вариантах – с баллистическими стволами калибром 34 и 50 мм. Так как перепад сечений между камерой сжатия и стволом оказался меньше, чем у «классических» ЛГУ с тяжелым поршнем, то камера сжатия была удлинена до 4.5 м. При баллистическом проектировании предпочтение отдавалось вариантам с более легкими поршнями, так как при этом реализуются более безопасные для узла форсирования режимы выстрела.

В процессе технологической проработки конструкторской документации на заводе им. Ленина (г. Пермь) был выбран вариант полностью моноблочной камеры сжатия как более дешевый и технологичный. Такой выбор обусловлен тем, что на этом заводе разработана технология производства орудийных стволов с категорией прочности О-140...О-145, что намного выше, чем категория прочности стволов пушки Т-12 (О-110...О-115). При этом учитывался также тот факт, что ни одна из современных ЛГУ с тяжелым поршнем не была «раздута» – в первую очередь «плышет» резьба узла форсирования.

1.2. ЛГУ с легким поршнем

Для получения скоростей метания $7...9$ км/с и выше используются ЛГУ с легким поршнем [22, 30, 31]. Впервые в отечественной практике скорость метания 8 км/с была достигнута на ЛГУ П-1 (НИИ Механики МГУ) [31]. Однако это были единичные опыты, так как живучесть ЛГУ на этих режимах составляла $1-2$ опыта. В целом решение проблемы получения высоких скоростей метания необходимо рассматривать как компромисс между стремлением получить как можно более высокую скорость максимально тяжелого ударника и обеспечением приемлемой живучести установки.

В связи с этим был проведен анализ причин выхода из строя основных узлов ЛГУ с легким поршнем и выработана концепция повышения живучести таких установок. Экспериментальные исследования подтвердили правильность этой концепции – живучесть разработанной в НИИ ПММ ЛГУ ППХ 23/8 [30] превысила 100 опытов. На этой ЛГУ впервые в отечественной практике проведена большая серия экспериментов со скоростями, превышающими 8 км/с.

1.2.1. Краткое описание конструкции ЛГУ с легким поршнем

Типичная ЛГУ с легким поршнем ППХ 23/8 включает следующие основные узлы и детали: пороховую камеру, камеру сжатия (поршневой ствол), конический переходник и баллистический ствол (см. рис. 1.6).

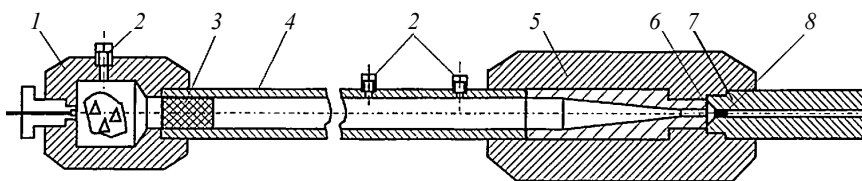


Рис. 1.6. Легкогазовая установка с легким поршнем: 1 – зарядная камера; 2 – датчики давления Т-6000; 3 – поршень; 4 – камера сжатия; 5 – конический переходник; 6 – диафрагма; 7 – ствол; 8 – метаемый элемент

Пороховая камера представляет собой толстостенный цилиндр из стали ОХНЗМФА 0-95, который имеет осевой канал с уширением (собственно пороховая камера). С одной стороны канал имеет резьбу для запальной пробки, с другой – для соединения с камерой сжатия. По

прочности пороховая камера рассчитана на максимальное давление 6...7 кбар. Инициирование порохового заряда производится с помощью электрокапсюльной втулки ЭКВ-608, для чего в запальной пробке имеется Т-образный самообтюрнующийся электрод. Конструкция воспламенительного узла оказалась весьма эффективной и надежной и используется во многих баллистических установках и манометрических бомбах.

Камера сжатия (поршневой ствол) имеет калибр 23 мм, внешний диаметр 80 и длину 3650 мм. В некоторых вариантах длина камеры сжатия составляет 4200 мм. На концах камеры сжатия имеется резьба для соединения с пороховой камерой и коническим переходником. На расстоянии 140 мм от переднего торца в стенке камеры сжатия выполнено гнездо для газового клапана и для датчика давления Т-6000.

Конический переходник является самым напряженным узлом ЛГУ. Именно в нем реализуются максимальные давления легкого газа. Поэтому конический переходник выполнен двухслойным с горячей посадкой кожуха на лейнер. Такая конструкция рассчитана на максимальные давления 11...12 кбар в статическом режиме, а при динамическом нагружении с временами, характерными для ЛГУ, максимально допустимые давления составляют 15...16 кбар. Длина собственно конической части переходника составляет 300 мм (угол раствора конуса – 2.86°). Конический переходник соединяется с камерой сжатия резьбовым соединением. С другого торца в коническом переходнике выполнено посадочное место для диафрагмы, которая зажимается баллистическим стволом или измерительным переходником.

В ЛГУ ППХ 23/8 использовалось несколько стволов калибром 5.6 мм длиной 1450 мм и калибром 8 мм длиной от 1540 до 2540 мм. Последний из них является уникальным по своей длине (относительное удлинение свыше 300 калибров), прямолинейности, точности и качества обработки внутренней поверхности канала.

Во всех резьбовых соединениях ЛГУ ППХ 23/8 (как и во всем комплексе Т-110) используется специальная упорная резьба Уп. $D \times 6 \times 45^\circ$ ГОСТ 13535–68.

Изготовлено три экземпляра ЛГУ ППХ 23/8. Первый экземпляр отработан на рабочем газе гелии и использовался для исследования высокоскоростных электроконтактных процессов, при отработке электромагнитных датчиков дульной скорости, а также в качестве предускорителя электрогазодинамического доускорителя. В настоящее время используется в рамках выполнения Программы Министерства образова-

ния и науки РФ «Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 годы)» (проект РНП 2.1.2.2398). Второй экземпляр отработан на рабочем газе водороде и внедрен на полигоне одной из заинтересованных организаций. Третий экземпляр после экспериментальной отработки и модернизации использовался для получения предельных скоростей метания [30, 32].

1.2.2. Экспериментальная отработка и совершенствование конструкции ЛГУ с легким поршнем

В процессе экспериментальной отработки проведены исследования работоспособности всех узлов и деталей ЛГУ ППХ 23/8, выбраны рациональные параметры заряжания, уточнены схемы проведения эксперимента, усовершенствована конструкция некоторых узлов, исследовано влияние некоторых новых факторов на баллистику выстрела из ЛГУ.

При отработке диафрагменного узла исследовались диафрагмы из различных материалов и, в частности, меди, нержавеющей стали 12Х18Н10Т, стали Ст3. Диафрагмы из отожженной прутковой меди М1 толщиной 3 мм хорошо зарекомендовали себя при использовании легкого газа – гелия. Однако изготовление таких диафрагм достаточно трудоемкий процесс. Диафрагмы из листовой меди в некоторых опытах не разрывались по насечке и часть диафрагмы выдувалась вслед за метаемым элементом. При использовании диафрагм из листовой холоднокатанной стали Ст3 в некоторых опытах наблюдался отрыв лепестков, что приводило к повреждениям поверхности канала ствола. Наилучшие результаты были получены на диафрагмах из нержавеющей листовой стали 12Х18Н10Т толщиной 2 мм. Испытывались диафрагмы с насечкой на 8, 6 и 4 лепестка. Оказалось, что в случае 8 лепестков диафрагма раскрывается на 4 части (по два лепестка), в случае 6 лепестков диафрагма раскрывается на 3 части (также по два лепестка). Поэтому в дальнейшем использовалась крестообразная насечка глубиной 1 мм (половина толщины диафрагмы).

При разработке конструкции поршня проведено исследование поршней из различных материалов (фторопласт, капролактан, полиэтилен) и различной формы. Исследования показали, что при высоких давлениях и температурах фторопластовые поршни разрушаются и превращаются в крошку. Капролактан является достаточно жестким материалом и при движении такого поршня в коническом переходнике возникают большие напряжения, действующие на конический переходник.

Поэтому в качестве материала для поршня (из доступных материалов) был выбран полиэтилен высокого давления. Хотя при движении полиэтиленового поршня по каналу поршневого ствола полиэтилен намазывается на поверхность канала, что существенно усложняет подготовку следующего выстрела. В связи с этим разработана технология мобильного восстановления канала поршневого ствола. После выстрела ствол вручную проходится винтовой разверткой соответствующего диаметра, а затем поверхность восстанавливается (также вручную) притиром с алмазной пастой. У одного испытателя эта процедура занимает не более получаса. В опытах на предельных режимах работы ЛГУ часть поршня выдавливается в баллистический ствол и также намазывается на поверхности его канала. Для восстановления канала баллистического ствола также используется изложенная выше технология. Увеличение калибра поршневого и баллистического стволов после одной такой процедуры не превышает 0.01 мм.

С учетом изменения калибра поршневого ствола был разработан поршень, основная часть которого имеет диаметр меньше, чем калибр ствола. Обтюрация осуществляется за счет трех или двух ведущих поясков диаметром на 0.5 и на 1 мм больше, чем калибр ствола (рис. 1.7). За счет такой конструкции поршня поверхность контакта (площадь поверхности ведущих поясков) остается практически постоянной во все время движения поршня в камере сжатия и мало зависит от точности обработки канала поршневого ствола. При соответствующем выборе параметров заряжания движение такого поршня является устойчивым и обеспечивает хорошую повторяемость опытов. Масса поршня бралась равной 60...70 г при использовании стволов калибром 8 мм и 50...55 г – для стволов калибром 5.6 мм.

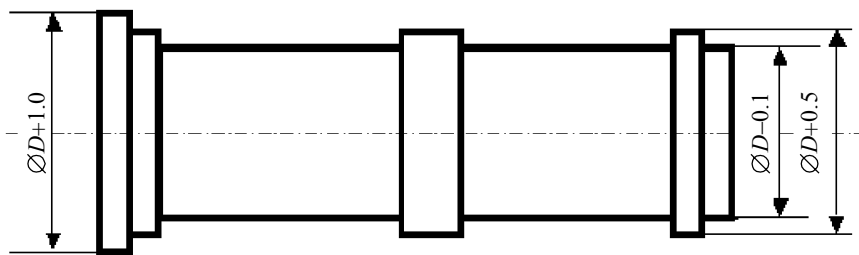


Рис. 1.7. Поршень с тремя ведущими поясками

При экспериментальной отработке ЛГУ ППХ 23/8 на водороде начальное давление P_0 бралось в диапазоне 12...18 бар. Испытано несколько пороховых камер объемом 95, 98, 113, 118 см³. Навеска пороха при этом бралась для щадящих отладочных режимов выстрела – 44...50 г пороха ВТ + 3 г пороха П-45, а для рабочих режимов – 53...55 г ВТ + 3 г П-45. На этих режимах проведено свыше 100 опытов с метаемыми элементами массой 0.28...0.81 г ($C_q = 0.55...1.6$ г/см³), в том числе впервые в отечественной практике большая серия опытов со скоростями, превышающими 8 км/с.

При исследованиях внутрибаллистических процессов на предельных режимах работы ЛГУ ППХ 23/8 была модернизирована. Для этого разработана серия измерительных переходников с установочными узлами для датчика давления Т 10000 (рис. 1.8). Использование измерительных переходников различного типа позволяет мобильно менять схему проведения эксперимента и, в частности, одновременно проводить измерение давления перед и за диафрагмой (см. рис. 1.8, з). Так как в этом случае отпадает необходимость устанавливать датчик давления Т 10000 непосредственно в стволе, а также делать заходный конус для лепестков диафрагмы, то длина баллистического ствола используется наиболее полно. Практика работы с ЛГУ показывает, что наибольшему износу подвергается начальный участок ствола. При использовании измерительных переходников начальный участок ствола практически является сменным и срок службы ствола увеличивается.

С целью более детального исследования влияния на баллистику выстрела измерительных переходников и узла форсирования в опытах № 70 и 74 менялось взаиморасположение узла форсирования (диафрагмы) и датчика давления легкого газа Т 10000, а в опытах № 72 и 75 датчик в стволе вообще отсутствовал. Схема эксперимента приведена на рис. 1.8, а, а результаты – в табл. 1.1. Здесь q – масса метаемого элемента; ω – масса порохового заряда, из пороха типа ВТ, включая 3 г пороха типа П-45; P_0 – начальное давление легкого газа (водорода); $M_{\text{п}}$ – масса поршня; $l_{\text{ст}}$ – длина ствола (от диафрагмы до дульного среза); $U_{\text{сн}}$ – дульная скорость снаряда.

Если сопоставить приведенные в табл. 1.1 экспериментальные данные со схемой эксперимента в соответствующих опытах, то можно оценить влияние некоторых факторов на баллистику выстрела.

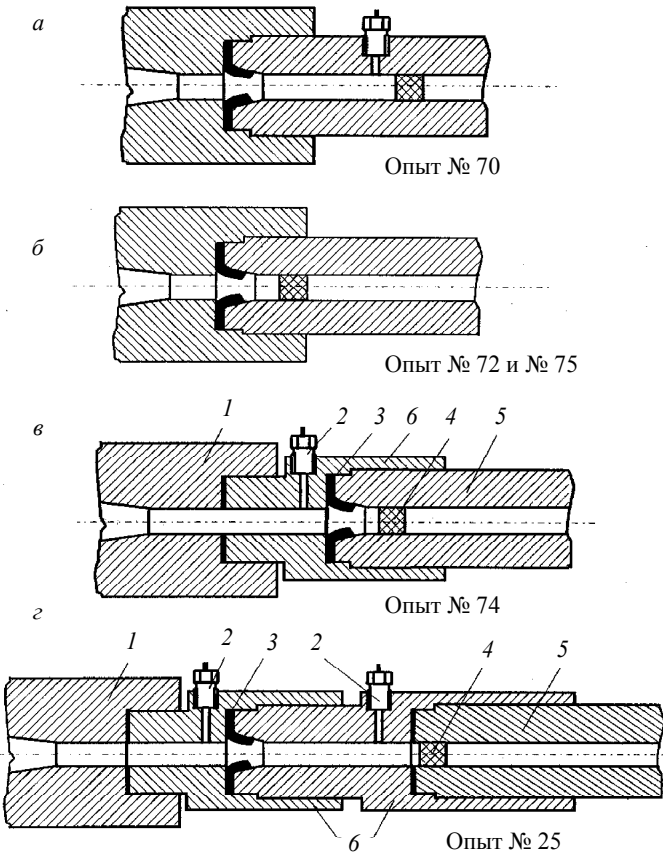


Рис. 1.8. Схема эксперимента: 1 – конический переходник; 2 – датчик давления Т 10000; 3 – диафрагма; 4 – метаемый элемент; 5 – ствол; 6 – соединительный (измерительный) переходник

Таблица 1.1

Результаты экспериментов

№ опыта	q , Г	ω , Г	P_0 , бар	M_n , Г	$l_{ст}$, м	$U_{сн}$, км/с
70	0.34	52+3	14	69	2.12	8.01
72	0.34	52+3	14	70.2	2.33	8.16
74	0.30	55+3	14	70	2.33	8.04
75	0.30	55+3	14	70	2.33	8.27

Во-первых, сравнивая результаты опытов № 70 и 72, можно сделать вывод, что с увеличением длины ствола на 10 % дульная скорость увеличивается на 2 %. Правда, при этом на уменьшение дульной скорости снаряда в опыте № 70 повлияло и наличие измерительного отверстия датчика давления Т 10000 в начале ствола. Во-вторых, из сравнения результатов опытов № 72 и № 75 можно сделать вывод, что увеличение порохового заряда на 6 % приводит к росту дульной скорости снаряда на 1.5 %. В-третьих, в опыте № 74 снаряд и узел форсирования располагаются на большем расстоянии от конца конического переходника, чем в опыте № 75, что привело к уменьшению дульной скорости снаряда на 3 %. В этом опыте, по-видимому, также сказались наличие дополнительного местного сопротивления в виде измерительного отверстия датчика Т 10000.

Для подтверждения достоверности сделанных выше выводов необходимы более полный статистический материал, а также проведение специальных экспериментов по исследованию степени влияния каждого фактора. В целом же введение в схему выстрела измерительных переходников не оказывает большого влияния на баллистику выстрела и является вполне оправданным. Небольшое уменьшение скорости компенсируется значительным увеличением срока службы баллистического ствола.

При проведении опытов № 70 – 75 было отмечено, что во время выстрела происходит прорыв легкого газа в узле форсирования. Причем во всех опытах прорыв происходит с тыльной стороны диафрагмы (между диафрагмой и стволом). Анализ причин этого явления показал, что при высоте обтюрирующего ножа на торце ствола 1.5...2 мм он вдавливается в диафрагму на глубину порядка 0.7...0.8 мм. Во время выстрела при взаимных перемещениях конического переходника и ствола нож вдавливается на глубину 1.0...1.2 мм, и при возвращении ствола в исходное положение происходит прорыв легкого газа между ножом и диафрагмой. Таким образом, существующая конструкция узла форсирования не обеспечивает герметичность соединения ствола с коническим переходником. Поэтому в данном случае необходим дополнительный обтюрирующий узел, который обеспечивал бы обтюрацию при перемещениях ствола относительно конического переходника. Одно из решений проблемы обтюрации узла форсирования может обеспечить конструкция соединения ствола и конического переходника, предложенная для ЛГУ с тяжелым поршнем (рис. 1.9, а). Однако такая конст-

рукция требует существенной переделки конического переходника и ствола. Поэтому в нашем случае было добавлено обтюрирующее кольцо из бериллиевой бронзы, расположенное вокруг диафрагмы (рис. 1.9, в). Суть работы такого обтюрирующего узла заключается в следующем. Дополнительное обтюрирующее кольцо изготавливается таким образом, что его высота превышает на 0,3 мм суммарную высоту диафрагмы и уступа на стволе, в который упирается кольцо. В этом случае кольцо, при раздавливании диафрагмы, находится в сжатом состоянии и при перемещении ствола во время выстрела, относительно

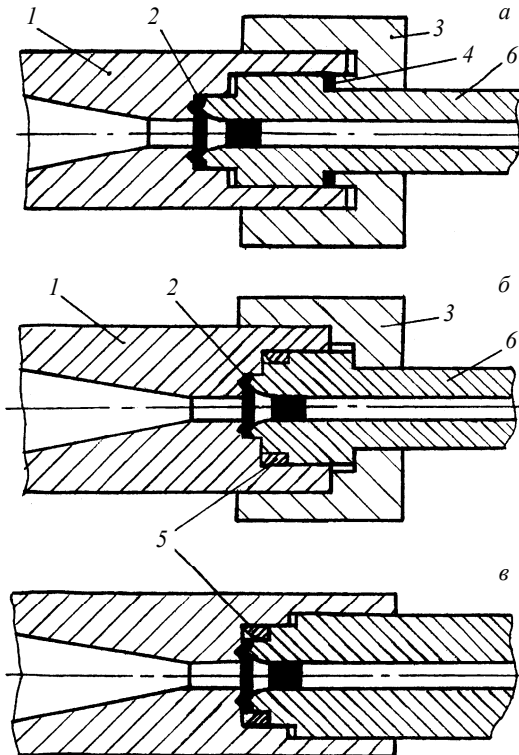


Рис. 1.9. Схема узла форсирования: 1 – конический переходник; 2 – диафрагма; 3 – гайка; 4 – уплотнительное кольцо (графилон, фторопласт, полиэтилен); 5 – упругое уплотнительное кольцо (бериллиевая бронза); 6 – ствол

конического переходника, «следит» за этими перемещениями и обеспечивает obtyрацию узла форсирования. Кроме этого, на внутренней поверхности кольца имеется коническая проточка, попадая в которую, прорвавшийся легкий газ распирает кольцо и обеспечивает дополнительную самоobtырацию по принципу «чечевичного» уплотнения.

Преимущества обеих конструкций узла форсирования использованы при разработке ЛГУ ППХ 34/12.7, которая в настоящее время находится в завершающей стадии изготовления. В диафрагменном узле ЛГУ ППХ 34/12.7 посадочное место рассчитано таким образом, чтобы при затягивании гайки торец ствола жестко упирался в конический переходник (рис. 1.9, б). В этом положении упругое уплотнительное кольцо сжимается на 0.3 мм, а кольцевой нож врезается в диафрагму на 0.7 мм. В такой конструкции практически полностью исключаются перемещения ствола относительно конического переходника, а упругое уплотнительное кольцо обеспечивает полную герметизацию даже при прорыве рабочего газа через диафрагму.

1.2.3. Пути повышения живучести ЛГУ с легким поршнем

В современных ЛГУ с легким деформируемым поршнем и особенно в ЛГУ с подогревом легкого газа (см. разд. 1.3) можно получить достаточно высокие давления и температуру легкого газа (до 50 кбар и 10000 К соответственно). Однако при таких параметрах выстрела поддон и метаемый элемент разрушаются, а ЛГУ выходит из строя после первого выстрела. Таким образом, проблема получения сверхвысоких скоростей в ЛГУ заключается в организации такого режима выстрела, при котором достигаются максимально возможные скорости МЭ и обеспечивается его сохранность и приемлемая живучесть основных узлов установки.

Анализ приведенных в работах [3, 31, 36] результатов по исследованию прочностных характеристик и живучести основных узлов ЛГУ П-1 и П-1а и, в первую очередь, камеры высокого давления, а также баллистического ствола показал, что определяющим фактором, влияющим на живучесть камеры высокого давления, являются напряжения, возникающие в пластическом поршне при торможении его в коническом участке камеры высокого давления. Причем как алгоритмические методы оптимального проектирования ЛГУ [15], так и экспериментальные исследования ЛГУ П-1 показали, что с ростом массы поршня дульная

скорость снаряда возрастает. Для увеличения массы поршня использовались свинцовые вкладыши. Предлагались также составные поршни с металлической и полиэтиленовой частью.

Теоретические и экспериментальные исследования процесса деформации пластического (полиэтиленового) поршня в процессе выстрела из ЛГУ показали, что максимальные напряжения в поршне и соответственно на внутренней поверхности конической части канала ЛГУ существенно зависят от длины конического участка (от угла конусности). При этом с уменьшением угла конусности уменьшаются максимальные нагрузки в канале камеры высокого давления. Кроме этого, проведенные в [15] внутрибаллистические расчеты ЛГУ показали, что с уменьшением угла конусности увеличивается коэффициент заполнения площади индикаторной диаграммы давления на дно поддона МЭ. Это позволяет получить ту же дульную скорость при меньших максимальных давлениях на дно поддона.

Эти выводы подтверждаются результатами расчетов, приведенных в табл. 1.2, где представлены зависимости основных параметров выстрела от условий заряжания для ЛГУ П-1 [31, 36].

Варианты 1 – 3 соответствуют экспериментальным данным, полученным на ЛГУ с длиной конического участка 185 мм; варианты 4 – 9 – с гипотетической камерой высокого давления, в которой длина конического участка увеличена вдвое и составляет 370 мм. Сравнение результатов расчетов в вариантах 1, 2, 4, 5 показывает, что при использовании более длинного переходника можно получать те же скорости при существенно меньших (до 30 %) максимальных давлениях легкого газа в поршне и максимальных давлениях на дно МЭ. Особенно это заметно для «легких» метаемых элементов с относительной массой $C_q = 1 \text{ г/см}^3$ ($C_q = q/d^3$, где d – калибр ствола). Эти обстоятельства были учтены при разработке комплекса Т-110. Так, в ЛГУ ППХ 23/8 поршневой ствол имеет калибр 23 мм, баллистический ствол – 8 мм, а длина конического участка камеры высокого давления составляет 300 мм. При этом угол конусности равен 2.85° . В ЛГУ П-1 угол конусности составляет 8° . Изготовление камеры высокого давления с более длинным коническим участком для ЛГУ малого калибра связано с большими технологическими трудностями. Поэтому при разработке входящей в комплекс Т-110 ЛГУ ППХ 34/23/8 с баллистическим стволом калибром 8 мм и с поршневым стволом калибром 34 мм была

Таблица 1.2

Результаты расчета ЛГУ П-1

№	q , Г	ω , Г	Тип пороха	P_0 , МПа	$M_{п}$, Г	$P_{\max п}$, МПа	$P_{\max пр}$, МПа	$P_{\max л}$, МПа	T_{\max} , К	$P_{\max с}$, МПа	U_c , км/с	P_{ϕ} , МПа	Длина конуса
1	0.8	200	6/7	1.2	225	192	3013	1716	2415	486	7.99	30	185
2	0.5	200	6/7	1.2	225	192	3124	1708	2396	334	7.64	30	185
3	0.5	205	6/7	1.1	135	131	2508	1403	2349	328	8.08	70	185
4	0.8	205	6/7	1.25	205	183	2893	1541	2346	479	8.05	30	370
5	0.5	202	6/7	1.1	175	155	2706	1426	2368	335	8.16	30	370
6	0.5	170	ВТ	0.8	30	152	1080	992	2693	395	8.25	1	370
7	0.5	170	ВТ	0.7	30	151	1172	1068	2875	449	8.61	1	370
8	0.4	170	ВТ	0.6	25	145	1054	940	2902	339	8.66	1	370
9	0.3	175	ВТ	0.5	25	156	1217	1128	3253	309	9.71	1	370

Примечание. В таблице обозначены: q – масса метаемой сборки; ω – масса порохового заряда; P_0 – начальное давление легкого газа (водорода); $M_{п}$ – масса поршня; $P_{\max л}$ – максимальное давление в пороховой камере; $P_{\max пр}$ – максимальные напряжения в поршне; $P_{\max л}$ – максимальные давления легкого газа; T_{\max} – максимальная температура легкого газа; $P_{\max с}$ – максимальное давление на дно поддона метаемого элемента; U_c – дульная скорость метаемого элемента; P_{ϕ} – давление форсирования.

использована составная камера высокого давления, состоящая из двух конических переходников и цилиндрической вставки калибром 23 мм (рис. 1.10).

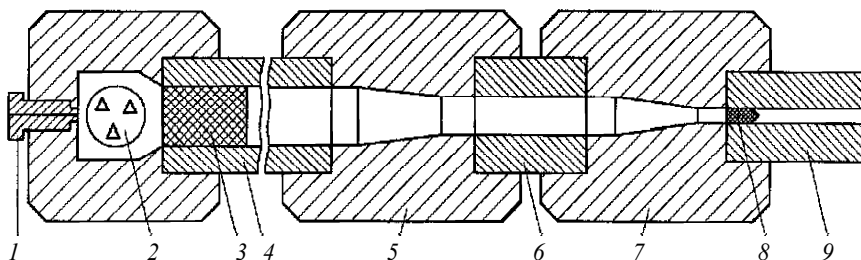


Рис. 1.10. Схема легкогазовой установки с составным коническим переходником: 1 – запальная пробка; 2 – пороховая камера; 3 – поршень; 4 – камера сжатия; 5 – первая секция конического переходника; 6 – цилиндрическая вставка; 7 – вторая секция конического переходника; 8 – метаемый элемент; 9 – ствол

Другой возможностью уменьшения напряжений в поршне при движении его в коническом переходнике является изменение конструкции и материала поршня. Действительно, потери на деформацию и трение поршня, помимо уменьшения живучести, приводят к уменьшению скорости метания в ЛГУ. Известно, что при скоростях деформации, характерных для ЛГУ с легким поршнем, динамический предел текучести полиэтилена существенно возрастает. Это приводит к тому, что поршень сохраняет свою первоначальную форму при давлениях, во много раз превышающих предел текучести полиэтилена (15...20 МПа) [17, 18, 24].

Предлагается конструкция поршня, состоящего из двух обтюраторов, выполненных из полиэтилена и жидкого или гелеобразного наполнителя, заполняющего пространство между ними (рис. 1.11). В качестве наполнителя может быть использована испаряющаяся жидкость (эфир, спирт) или термостойкий смазочный материал, например пушечное сало. Потери на деформацию и трение такого поршня намного ниже, чем у монолитного поршня из полиэтилена, что увеличивает живучесть ЛГУ и скорость метания [32, 37].

Проведены массовые расчеты по поиску рациональных параметров заряжания. При этом показано, что для метаемых элементов различной массы рациональные параметры заряжания отличаются весьма сущест-

венно. Так, уменьшение дульной скорости элемента массой 0.5 г по сравнению со скоростью элемента массой 0.8 г для ЛГУ П-1 объяснялось ухудшением поверхности канала ствола. На самом деле это уменьшение является следствием того, что оптимальные условия заряжания для элемента массой 0.8 г неприемлемы для элемента массой 0.5 г. Расчеты показывают, что для элемента массой 0.5 г могут быть найдены рациональные условия заряжания, при которых дульная скорость этого элемента будет выше, чем скорость МЭ массой 0.8 г при соответствующих максимальных давлениях (см. вариант 3 табл. 1.2). Эти обстоятельства подтверждают, что исследования по увеличению дульных скоростей ЛГУ в диапазоне 7...8 км/с и выше должны носить комплексный характер. Каждому изменению конструктивных элементов и условий заряжания в экспериментах должны предшествовать тщательные параметрические исследования основных внутрибаллистических параметров ЛГУ, так как эти изменения могут привести к выходу из строя отдельных узлов или ЛГУ в целом.

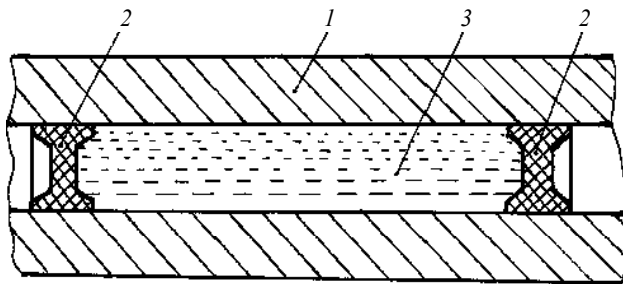


Рис. 1.11. Схема составного поршня:
1 – камера сжатия; 2 – обтюраторы; 3 – жидкий наполнитель

Изложенные выше подходы к конструкции ЛГУ ППХ 23/8 и режимам ее эксплуатации позволили обеспечить живучесть камеры высокого давления свыше 100 выстрелов при режимах эксплуатации, реализующих скорость метания 8 км/с и выше. Живучесть ствола при таких режимах составляет в среднем 20 выстрелов, после чего канал ствола восстанавливают повторным хонингованием. Калибр ствола при этом увеличивается на 0.1...0.2 мм.

Анализ результатов, приведенных в работах [31, 36] по отработке ЛГУ П-1, и данных, полученных в результате экспериментальной отработки ЛГУ ППХ 23/8, показал, что при использовании относительно тяжелого поршня дульная скорость МЭ незначительно увеличивается при уменьшении его массы, а в некоторых случаях даже уменьшается. Это объясняется тем, что «легкий» МЭ «убегает» от поршня и влияние гидроэффекта становится незначительным или совсем отсутствует. Причем использование относительно тяжелых поршней предполагает обязательное применение диафрагмы с давлением прорыва порядка 60...70 МПа и выше. В ЛГУ ППХ 23/8 используется диафрагма из нержавеющей стали 12Х18Н10Т толщиной 2 мм. При прорыве такой диафрагмы на метаемый элемент действуют пиковые нагрузки, которые иногда приводят к разрушению поддона. Кроме этого, при увеличении максимальной температуры легкого газа и появлении следов абляции на поверхности баллистического ствола максимальный унос металла происходит именно с поверхности диафрагмы.

Как показано выше, увеличение массы поршня приводит к уменьшению живучести камеры высокого давления. В связи с этим была принята попытка поиска режимов метания, более пригодных для метания «легких» ($C_q \leq 1 \text{ г/см}^3$) метаемых элементов. Анализ результатов большой серии проведенных автором расчетов показал, что в этом случае наиболее приемлемыми являются режимы выстрела с легкими поршнями без использования диафрагмы. Основные отличия предлагаемых режимов состоят в следующем:

- на 10...20 % увеличивается навеска порохового заряда;
- в 2...3 раза уменьшается масса поршня; относительная масса его $C_{qp} \approx 1.5...2.5 \text{ г/см}^3$, в то время как в экспериментах на ЛГУ ППХ23/8 использовались поршни с $C_{qp} \approx 4.5...5.5 \text{ г/см}^3$ (в ЛГУ П-1 использовались поршни с относительной массой $C_{qp} \approx 5...8 \text{ г/см}^3$);
- уменьшается в 1.5...2.5 раза начальное давление легкого газа (с 1.2...1.8 до 0.5...0.8 МПа).

Экспериментальная проверка показала, что за счет конструкции поддона из достаточно жесткого материала (фенилон, графилон, поликарбонат) можно обеспечить давление форсирования поддона, превышающее начальное давление легкого газа в камере сжатия, обеспечивая при этом герметизацию камеры сжатия во время заполнения ее легким газом.

Результаты расчета ЛГУ П-1 в режиме выстрела с легким поршнем и без диафрагмы приведены в табл. 1.2 (варианты 6...9). Отсутствие диафрагмы моделировалось заданием давления форсирования $p_{\phi} = 1.0$ МПа. Расчеты показали, что параметры выстрела практически не меняются при изменении величины силы трения покоя в широком диапазоне. Так, изменение p_{ϕ} с 1.0 до 10 МПа существенно изменило (на 5 %) только максимальное давление на дно элемента.

Приведенные результаты расчетов показывают, что в этом случае дульная скорость порядка 8 км/с и выше для метаемого элемента массой 0.5 г может быть получена при максимальных давлениях легкого газа, не превышающих 1000 МПа, в то время как при использовании «тяжелых» поршней и диафрагмы максимальные давления, которые реализовались при получении скоростей 8 км/с, составляли 1700...2000 МПа. Соответственно уменьшаются и максимальные напряжения в поршне при торможении его в конусе. Для более легких МЭ (массой 0.3 и 0.4 г) дульная скорость может быть повышена до 9 км/с и выше.

В табл. 1.3 приведены результаты предварительных расчетов ЛГУ ППХ 23/8 в режиме выстрела с легким поршнем и без использования диафрагмы. Расчеты показывают, что при таких режимах стрельбы в этой ЛГУ также могут быть достигнуты скорости порядка 9 км/с и выше для МЭ массой 0.3...0.5 г при обеспечении приемлемой живучести основных узлов ЛГУ. При проведении расчетов, результаты которых приведены в табл. 1.2–1.4, автором использовалась собственная программа, а также программы [15, 16].

Таблица 1.3

Результаты расчета ЛГУ ППХ 23/8 с легким поршнем и без диафрагмы

ω , г	$M_{п}$, г	P_{\max} , МПа	P_{\max} , МПа	T_{\max} , К	P_{\max} , МПа	U_c , км/с
55	25	151	727	3633	275	8.29
60	23	186	864	4040	331	8.84
60	25	191	940	4218	355	9.05
60	28	199	1041	4442	389	9.32
65	23	236	1081	4617	419	9.58

Примечание. Тип пороха – ВТ; $q = 0.3$ г; $p_0 = 0.7$ МПа.

Проведена серия опытов на ЛГУ ППХ 23/8 по отработке предложенного выше режима выстрела. При этом, как и в опытах с диафрагмой (см. табл. 1.1), использовались измерительные переходники (см. рис. 1.8). Первые отладочные опыты показали, что во время выстрела наблюдается прорыв рабочего газа через первое уплотнительное кольцо. В связи с этим стыковочный узел был изменен и плоское уплотнительное кольцо из нержавеющей стали 12Х18Н10Т было заменено на упругое уплотнительное кольцо (см. рис. 1.9). Последующие опыты подтвердили надежность обтюрации такого стыковочного узла, причем одно кольцо может быть использовано несколько раз.

Результаты отладочной серии экспериментов в режиме выстрела без диафрагмы приведены в табл. 1.4. Эти результаты подтверждают работоспособность ЛГУ в таком варианте выстрела и возможность получения скоростей порядка 7 км/с и выше в безопасном для пушки режиме (падение скорости в опыте № 80 как раз и объясняется прорывом легкого газа). Эксперименты по отработке третьего экземпляра ЛГУ ППХ 23/8 на предельных режимах работы (см. табл. 1.1), а также в режиме выстрела без диафрагмы (см. табл. 1.4) проводились совместно с М.С. Барышевым.

Надо отметить, что в отладочной серии опытов пока не было достигнуто расчетных скоростей метания (8...9 км/с), что потребовало дальнейших исследований основных закономерностей процесса выстрела и проверки адекватности физико-математических моделей, используемых при расчетах. Одной из причин уменьшения скорости метания в представленных выше экспериментах может являться абляция внутренней поверхности канала конического и измерительного переходников и засорение легкого газа парами и частицами металла. Действительно, результаты расчетов, приведенные в [27–29], показывают, что температура поверхности канала конического переходника ЛГУ может превышать температуру плавления стали.

В рамках НИР по повышению живучести ЛГУ рассматривались возможности нанесения термоизносостойких покрытий на термонапряженные участки канала ЛГУ. В частности, разрабатывались технологии газофазного осаждения вольфрама [38] и гальванического хромирования с ультрадисперсным алмазным порошком (НПО «Алтай», г. Бийск). Однако в настоящее время нет полностью отработанной технологии нанесения защитных покрытий на термонапряженные участки канала ЛГУ, особенно для ЛГУ малого калибра. В то же время расчеты [27–29]

показывают, что интенсивному нагреву и оплавлению подвергается практически только внутренняя поверхность лейнера конического переходника и начало ствола (участок длиной 20...30 калибров). В связи с этим предлагается изготавливать лейнеры конических и измерительных переходников ЛГУ малого калибра из сплавов с такими свойствами, которые обеспечивали бы необходимую механическую прочность (σ_T не менее 1200 МПа) конического переходника и не допускали оплавления внутренней поверхности канала лейнера.

Таблица 1.4

Результаты экспериментов в режиме выстрела без диафрагмы

№ опыта	q , г	ω , г	$M_{п}$, г	p_0 , бар	$l_{ст}$, км/с	U_c , км/с
78	0.40	50	20	9	2.11	6.32
79	0.39	53	20	9	2.11	6.50
80	0.41	58	20	9	2.11	5.68
81	0.35	58	20	9	2.11	6.88
82	0.35	63	20	11	2.11	6.75
83	0.29	63	20	11	2.11	6.93
84	0.29	63	19	11	2.11	6.98
85	0.32	66	23	12	2.11	6.91
86	0.29	66	18.5	11	2.47	7.18

Одним из таких материалов может оказаться вольфрам-никелево-железный сплав. Действительно, по прочностным свойствам, например, упрочненный сплав ВНЖ-90 не уступает лучшим оружейным сталям (предел текучести $\sigma_T = 1200...1300$ МПа, предел прочности $\sigma_B = 1300...1400$ МПа). При этом коэффициент теплопроводности ВНЖ в несколько раз выше, чем у стали, что способствует быстрому распространению тепла в тело лейнера и уменьшению температуры верхнего слоя канала лейнера [32, 37].

1.2.4. Рекомендации по созданию ЛГУ со скоростями метания 8...10 км/с

Анализ имеющейся литературы по исследованию баллистики ЛГУ с легким деформируемым поршнем, экспериментальные исследования основных внутрибаллистических процессов [17], а также опыт экспериментальной отработки ЛГУ ППХ 23/8 показывают, что ЛГУ, предназначенные для метания поражающих элементов со скоростями 8...10 км/с,

должны иметь следующие параметры: отношение калибров камеры сжатия D к калибру ствола d порядка $2.5...3$; длина камеры сжатия L_k должна быть не менее 200 калибров ($L_k \geq 200D$); длина баллистического ствола должна быть не менее 250 калибров ($L_c \geq 250d$); длина конической части переходника должна быть такой, чтобы угол раствора конуса составлял $2.5...3^\circ$ ($(D-d)L_k = 0.044...0.052$); объем пороховой камеры должен составлять $9...10D^3$. Причем с целью обеспечения необходимой плотности заряжания для реализации устойчивого режима воспламенения и горения порохового заряда ЛГУ должна быть снабжена пороховыми камерами различного объема или пороховой камерой переменного объема [32, 37]. При разработке конструкции ЛГУ малого калибра ($d = 5.6...12.7$ мм) за основу может быть взята ЛГУ ППХ 23/8 с конструкцией узла форсирования, изображенной на рис. 1.4 или на рис. 1.9. В пользу такой конструкции говорит также тот факт, что в этом случае диафрагма зажимается при поступательном движении ствола относительно конуса.

Для повышения живучести ЛГУ и возможности получения более высоких скоростей метания на предельных режимах работы, а также в режиме выстрела без диафрагмы необходимо использовать скрепленные трехслойные переходники, в которых внутренний лейнер выполнен из термоизносостойкого материала, например из сплава ВНЖ-90. С этой же целью измерительные переходники также необходимо делать скрепленными двухслойными с лейнером из термоизносостойкого материала. Рекомендуется использовать поршень с гелеобразным наполнителем (см. рис. 1.11) [32, 37].

Схема такой ЛГУ приведена на рис. 1.12.

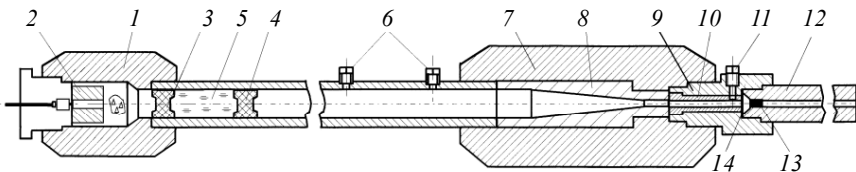


Рис. 1.12. Двухступенчатая легкогазовая установка: 1 – зарядная камера; 2 – кольцевой вкладыш; 3, 4 – obtураторы; 5 – гелеобразный наполнитель; 6 – датчики давления Т-6000; 7 – конический переходник; 8 – лейнер (ВНЖ); 9 – измерительный переходник; 10 – лейнер (ВНЖ); 11 – датчик давления Т 10000; 12 – ствол; 13 – метаемый элемент; 14 – диафрагма

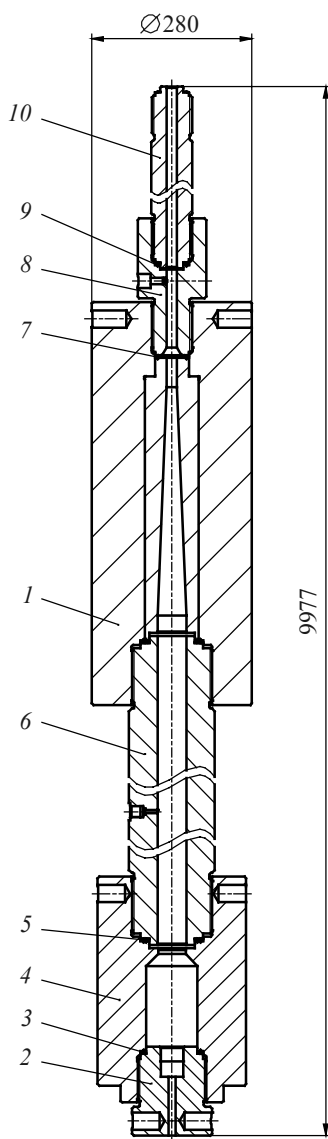


Рис. 1.13. Сборочный чертеж двухступенчатой легкогазовой установки ГПМ (ППХ 50/18)

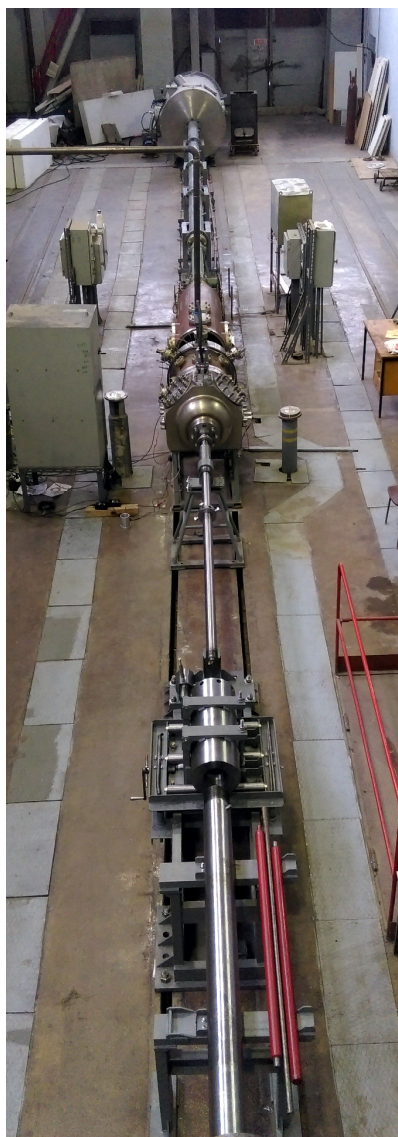


Рис. 1.14. Общий вид стенда ЦНИИ-маш с установкой ГПМ на переднем плане

На основе изложенных выше схемных и конструктивных решений спроектирована двухступенчатая легкогазовая установка ГПМ (ППХ 50/18). Разработана конструкторская документация, организовано изготовление, проведен монтаж на стенде ЦНИИмаш (г. Королев Московской обл.). Сборочный чертеж и общий вид установки приведены на рис. 1.13 и 1.14. Приемные испытания подтвердили работоспособность всех узлов и установки в целом.

1.3. Пути повышения скоростей метания из ЛГУ

К настоящему времени классические ЛГУ подошли к пределу своих возможностей в повышении скорости метания. На лучших образцах в единичных опытах получены скорости 9.5...9.6 км/с для МЭ с относительной массой $C_q \leq 1 \text{ г/см}^3$. Практически с появлением первых образцов [34] предлагались способы повышения скоростей метания из ЛГУ. Однако к настоящему времени не удалось реализовать ни одну схему повышения скорости, в которой скорость МЭ превышала бы максимальные скорости, полученные на лучших классических ЛГУ. Это делает актуальным поиск и исследование путей повышения скорости метания из ЛГУ.

Ограничения, связанные с прочностью конструкции ЛГУ и максимальными давлениями, которые выдерживает поддон МЭ (500...700 МПа), определяют единственно возможный способ увеличения дульной скорости МЭ – увеличение длины ствола с одновременным увеличением заполненности индикаторной диаграммы давления рабочего газа на дно поддона МЭ. В работе [22] показано, что такому условию соответствуют ЛГУ с подогревом рабочего газа. Действительно, основным параметром, определяющим заполненность индикаторной диаграммы, является скорость звука рабочего газа (для ЛГУ в момент максимального сжатия). В общем случае для дульной скорости МЭ можно записать: $U_d = k a_{\max}$, где $k = 1.8...2.5$, а для скорости звука в момент максимального сжатия справедливо выражение

$$\left(\frac{a_{\max}}{a_0} \right)^2 = \left(\frac{P_{\max}}{P_0} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \left(\frac{\Phi_{\max}}{\Phi_0} \right)^{1/\gamma} = \frac{T_{\max}}{T_0},$$

где Φ – энтропийная функция ($\Phi = P/\rho^\gamma$). Индексом «0» обозначены начальные параметры рабочего газа. Из приведенной выше зависимости видно, что для увеличения a_{\max} можно увеличить T_0 (предварительный подогрев) или организовать процесс сжатия с большим ростом энтропии.

В первых схемах, разработанных как у нас в стране [22], так и за рубежом [39, 40], легкий газ нагревался в электрических нагревателях или в плазмотронах и подавался в камеру сжатия ЛГУ. В других установках легкий газ нагревался непосредственно в камере сжатия за счет электрического разряда. На таких установках получены скорости до 9 км/с для МЭ с относительной массой $C_q = 1 \text{ г/см}^3$. Однако из-за большой сложности установок, а также из-за меньшего, чем ожидалось, прироста скорости, объясняемого загрязнением рабочего газа парами и частицами металла, такие установки не получили большого распространения.

Другим направлением в разработке новых ЛГУ со сверхвысокими скоростями метания являются схемы ЛГУ с «механическим» (термодинамическим) подогревом легкого газа. Впервые такой способ подогрева был предложен Х.А. Рахматулиным и Н.Н. Поповым [22], и суть его заключается в следующем. Легкий газ сжимается поршнем или продуктами детонации взрывчатого вещества (ВВ) в камере предварительного сжатия, и затем сжатый (нагретый) газ перепускается в основную камеру сжатия. Вообще говоря, такую процедуру можно повторить, используя две или три камеры предварительного сжатия. Надо отметить, что простая, на первый взгляд, конструкция ЛГУ поставила ряд сложных проблем при отработке устройств синхронизации и узла перетока нагретого легкого газа из камеры предварительного сжатия в основную камеру сжатия.

Этих недостатков лишена предложенная нами трехступенчатая ЛГУ, в которой камера предварительного сжатия выполнена соосно с основной камерой сжатия, а основная камера сжатия снабжена специальными каналами для перетока части легкого газа из камеры предварительного сжатия в основную (рис. 1.15). Процесс выстрела в такой ЛГУ происходит следующим образом. После воспламенения порохового заряда поршень 5 сжимает легкий газ в камере предварительного сжатия 2.

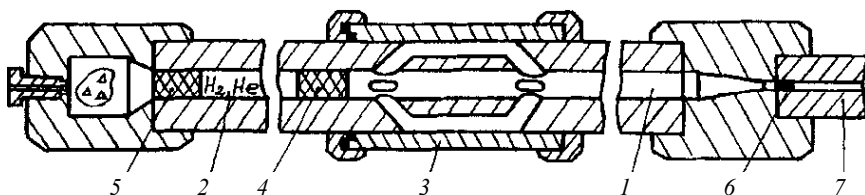


Рис. 1.15. Трехступенчатая легкогазовая установка с перетоком легкого газа: 1 – основная камера сжатия; 2 – камера предварительного сжатия; 3 – узел перетока; 4 – основной поршень; 5 – дополнительный поршень; 6 – метаемый элемент; 7 – ствол

Основной поршень 4 ускоряется легким газом, сжатым в камере предварительного сжатия. При прохождении поршня 4 через узел перетока часть легкого газа в обход основного поршня перетекает в вакуумированную основную камеру сжатия 1. В ней перетекший легкий газ сжимается основным поршнем и ускоряет МЭ вдоль ствола. Так как в предложенной трехступенчатой ЛГУ используется единый пороховой заряд, а для ускорения поршня используется легкий газ из камеры предварительного сжатия, то синхронизация процессов выстрела достигается за счет выбора параметров заряжания и не требует дополнительных устройств. Так же как и в ЛГУ с отдельными, параллельно расположенными камерами предварительного сжатия, в предлагаемой ЛГУ может быть использовано несколько камер предварительного сжатия. Расчеты показали, что после перетока легкого газа из камеры предварительного сжатия и торможения его в основной камере сжатия температура легкого газа возрастает в 2...2.5 раза. Дульная скорость при этом увеличивается в 1.2...1.4 раза при неизменных максимальных давлениях легкого газа в камере сжатия и на поддон МЭ. Результаты расчета одного из вариантов приведены на рис. 1.16. Из приведенных результатов расчета видно, что предварительный нагрев легкого газа и использование «гидроэффекта»

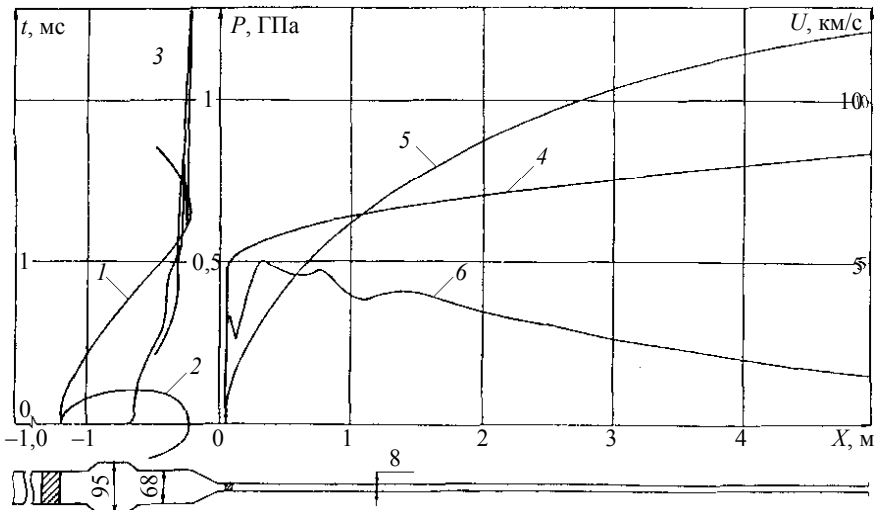


Рис. 1.16. Результаты расчета трехступенчатой легкогазовой установки: 1 – путь основного поршня $x_n(t)$; 2 – скорость поршня $U_n(x_n)$; 3 – давление на поршне $P_n(x_n)$; 4 – путь МЭ $x_m(t)$; 5 – скорость МЭ $U_m(x_m)$; 6 – давление на МЭ

обеспечивают достаточно высокое давление на дно поддона МЭ на всем протяжении баллистического ствола длиной 600 калибров. Расчетная скорость в этом случае превышает 12 км/с даже для МЭ с $C_q = 2 \text{ г/см}^3$.

Проведено баллистическое проектирование и разработана конструкция трехступенчатой ЛГУ (в рамках комплекса Т-110) с калибром баллистического ствола 8 мм и калибром основной камеры сжатия 34 мм. Расчетная дульная скорость для этой ЛГУ составляет 11...12 км/с для МЭ массой 0.5 г ($C_q = 1 \text{ г/см}^3$) и при длине баллистического ствола 2.5 м. При увеличении длины ствола дульная скорость существенно увеличивается. Оценки, проводившиеся по методике [27, 28], показали, что уменьшение дульной скорости МЭ элемента за счет теплоотдачи легкого газа не превышает 10 %.

Известны схемы ЛГУ, в которых сжатие легкого газа производится с большим, чем у обычных ЛГУ, ростом энтропии (температуры) за счет генерации в камере сжатия дополнительных ударных волн. В работах [41, 42] исследованы ЛГУ с дополнительной мембраной в камере сжатия. Более простой является схема ЛГУ, в которой камера сжатия имеет один или несколько дополнительных конических переходников (рис. 1.17).

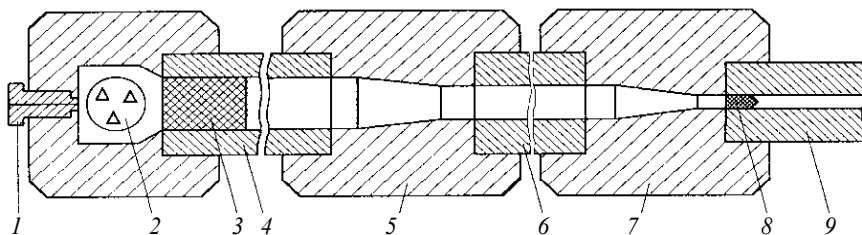


Рис. 1.17. Легкогазовая установка с цилиндрикоконической камерой сжатия: 1 – запальная пробка; 2 – зарядная камера; 3 – поршень; 4 – первая секция камеры сжатия; 5 – дополнительный конический переходник; 6 – вторая секция камеры сжатия; 7 – основной конический переходник; 8 – метаемый элемент; 9 – ствол

При соответствующем выборе геометрических параметров ЛГУ и параметров заряжания ударная волна, возникающая перед поршнем в первой секции камеры сжатия, взаимодействуя с дополнительным коническим переходником, распадается на прошедшую и отраженную. Отраженная ударная волна, в свою очередь отразившись от поршня, проходит через переходник и снова распадается на прошедшую и отраженную. При прохождении поршня через дополнительный конический переходник его пе-

редний торец ускоряется и генерирует еще одну дополнительную ударную волну в легком газе. Интенсивность генерируемых дополнительных ударных волн различная, и часть из них быстро вырождается. Поэтому при расчетах ЛГУ с цилиндроконической камерой сжатия образуются две ударных волны большой интенсивности вместо одной для ЛГУ с цилиндрической камерой сжатия. На рис. 1.18 приведено типичное распределение давления легкого газа перед поршнем после выхода его из дополнительного конического переходника для обычной ЛГУ и для ЛГУ с цилиндроконической камерой сжатия.

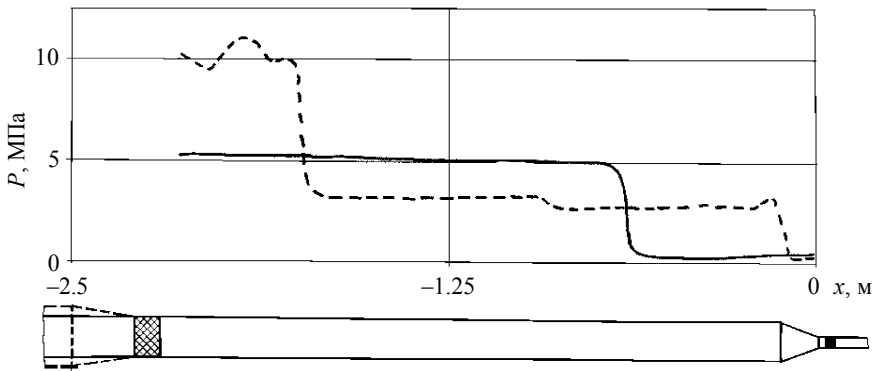


Рис. 1.18. Распределение давления в камере сжатия перед поршнем: *сплошная* – цилиндрическая камера сжатия; *пунктирная* – цилиндроконическая камера сжатия

Расчеты показывают, что за счет такой конструкции камеры сжатия удастся увеличить отношение Φ_{\max}/Φ_0 до 4.4. Для обычных ЛГУ с легким поршнем это отношение не превышает 3 [22]. Кроме этого, в ЛГУ такой конструкции за счет увеличения объема камеры сжатия (без увеличения ее длины) уменьшается P_0 и возрастает отношение P_{\max}/P_0 , что также приводит к росту a_{\max} и, следовательно, скорости метания.

В комплекс Т-110 входят два варианта ЛГУ с цилиндроконической камерой сжатия – с соотношением калибров 50/34/12.7 и 34/23/8 мм соответственно. Кроме этого, разработана конструкторская документация (ОКБ ПО «Юргинский машзавод») семейства ЛГУ с цилиндроконической камерой сжатия среднего калибра (баллистические стволы калибром 23 и 34 мм, заводские индексы Т-255, Т-256, Т-257, Т-258). Проведена большая серия расчетов по выбору рациональных парамет-

ров заряжания, в том числе в режиме выстрела без диафрагмы [32]. Расчеты подтвердили, что такие ЛГУ могут обеспечить устойчивое получение скоростей порядка 9...10 км/с и выше для МЭ с относительной массой $C_q \leq 1 \text{ г/см}^3$.

Предлагается еще одна схема механического (термодинамического) подогрева легкого газа в камере сжатия ЛГУ. Суть ее работы заключается в следующем. Перед основным поршнем помещается дополнительный (легкий, пластический) поршень, а между поршнями размещен заряд флегматизированного ВВ или заряд быстрогорящего пороха. Соотношение массы дополнительного поршня и массы заряда ВВ выбирается так, чтобы ускорение поршня генерировало в газе дополнительную ударную волну достаточной интенсивности. Такая конструкция позволяет реализовать несколько режимов выстрела из ЛГУ. Во-первых, подрыв заряда ВВ в момент после достижения максимального давления в камере сжатия (дополнительное поджатие); во-вторых, подрыв заряда ВВ во время движения основного поршня (дополнительный подогрев) и, в-третьих, подрыв заряда ВВ (порохового заряда) до начала движения основного поршня (предварительный подогрев легкого газа).

Проведен внутрибаллистический анализ основных закономерностей выстрела в приведенных выше режимах выстрела и проведена оценка баллистической эффективности такого рода ЛГУ. Расчеты показали, что наиболее эффективным и, кстати, наиболее просто реализуемым является режим с предварительным подогревом легкого газа, когда дополнительный заряд ВВ (пороховой заряд) инициируется до начала движения основного поршня.

Проведено баллистическое проектирование и разработана схема модернизации ЛГУ Т-29 с дополнительным поршнем и баллистическим стволом калибром 12.7 (рис. 1.19). Процесс выстрела происходит следующим образом. С помощью дополнительного воспламенительного узла инициируется пороховой заряд между основным и дополнительным поршнем. Дополнительный поршень ускоряется и генерирует в легком газе ударную волну, за счет чего температура легкого газа повышается. Тип пороха, масса порохового заряда, масса поршня и начальное давление легкого газа выбираются такими, чтобы диафрагма не прорывалась при подходе к ней ударной волны, генерируемой дополнительным поршнем. После отражения ударной волны от конического переходника по сигналу с датчика давления или какого-нибудь другого (ионизационного, контактного и т.д.) датчика инициируется основной

пороховой заряд. Дальше процесс выстрела происходит, как в трехступенчатой ЛГУ [43].

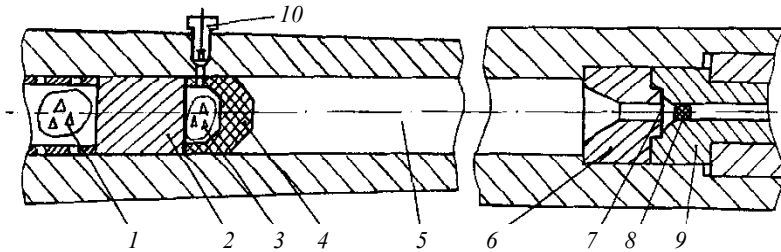


Рис. 1.19. Легкогазовая установка с дополнительным поршнем: 1 – основной заряд; 2 – основной поршень; 3 – дополнительный заряд; 4 – дополнительный поршень; 5 – камера сжатия; 6 – вкладыш; 7 – диафрагма; 8 – метаемый элемент; 9 – ствол; 10 – дополнительный запальный узел

Расчеты показали, что, используя предварительный подогрев легкого газа с помощью дополнительного легкого поршня, можно существенно увеличить предельную скорость (порядка 5.5 км/с) ЛГУ с тяжелым поршнем до 7...7.5 км/с для МЭ с относительной массой $C_q = 1 \text{ г/см}^3$. Результаты расчета одного из вариантов для модернизированной ЛГУ Т-29 приведены на рис. 1.20. Из представленных результатов расчета видно, что даже при весьма умеренных максимальных давлениях на поршне и МЭ дульная скорость существенно выше предельной скорости для ЛГУ Т-29.

Кроме этого, в модернизированной таким образом ЛГУ с тяжелым поршнем естественным образом решается основная проблема – обеспечение режима движения поршня, исключающего удар его о конический переходник. В данном случае основной поршень тормозится продуктами сгорания дополнительного заряда, запертыми в камере сжатия между основным и дополнительным поршнем.

Известны попытки создания устройств дополнительного подгона МЭ с помощью газокмулятивных струй продуктов детонации ВВ; плазменного поршня, ускоряемого в рельсовой газоразрядной камере; дополнительного вдува легкого газа и др. В схемах ЛГУ с центрированным подгоном [14] легкий газ вытесняется в баллистический ствол кольцевым поршнем, ускоренным продуктами сгорания порохового заряда. С целью упрощения синхронизации подгона с движением МЭ предлагается использовать для подгона легкий газ, сжатый продуктами

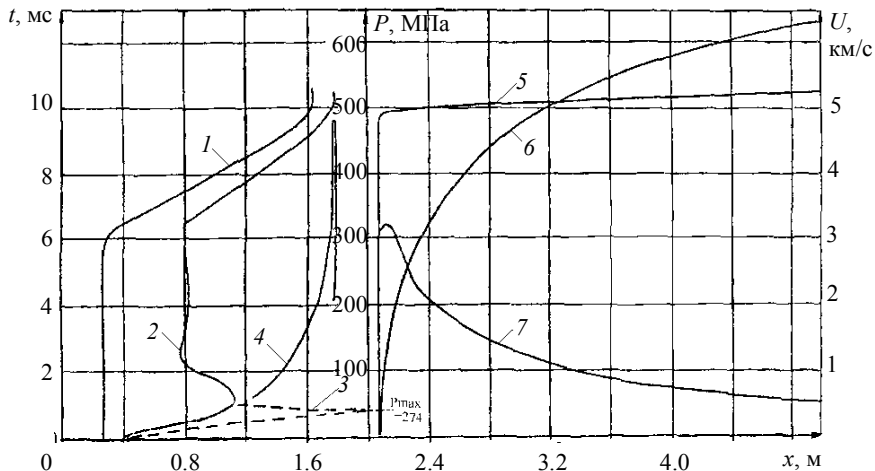


Рис. 1.20. Результаты расчета легкогазовой установки с дополнительным поршнем: 1 – путь основного поршня $x_n(t)$; 2 – путь дополнительного поршня $x_{нд}(t)$; 3 – траектория ударной волны; 4 – давление на поршне $P_n(x_n)$; 5 – путь МЭ $x_M(t)$; 6 – скорость МЭ $U_M(x_M)$; 7 – давление на МЭ $P_M(x_M)$;

детонации. Схема такого устройства дополнительного подгона приведена на рис. 1.21. Устройство подгона включает: ствол 1, являющийся продолжением основного ствола ЛГУ; заполненную легким газом кольцевую камеру подгона 2, на дне которой расположен заряд ВВ 3 с детонаторами мгновенного действия 4. В основном стволе ЛГУ вмонтированы датчики положения МЭ 5. Предложенное устройство работает следующим образом. По сигналам с датчиков положения МЭ в основном стволе формируется сигнал на подрыв детонаторов, которые в свою очередь инициируют заряд ВВ. Продукты детонации сжимают легкий газ и вытесняют его в ствол вслед за снарядом. Вследствие этого давление за снарядом повышается, и он получает дополнительное ускорение.

Расчеты проводились для ЛГУ калибром 8 мм с камерой подгона длиной 0.8 м. Параметры заряжения были взяты следующими: масса МЭ – 0.5 г ($C_q = 1 \text{ г/см}^3$), масса заряда ВВ – 0.019 кг, начальное давление водорода – 1 МПа. На рис. 1.22 приведены результаты расчета вариантов с различной начальной скоростью МЭ. Сплошной линией – для начальной скорости 7 км/с, пунктирной линией – 5.6 км/с и штрихпунктирной – 2 км/с.

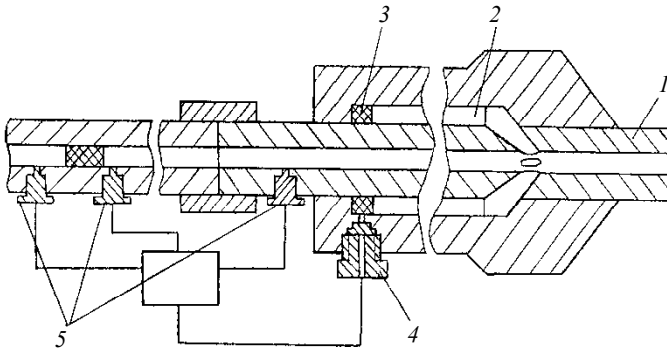


Рис. 1.21. Устройство для дополнительного подгона метаемого элемента: 1 – ствол; 2 – камера подгона; 3 – заряд ВВ; 4 – детонатор; 5 – датчики положения метаемого элемента

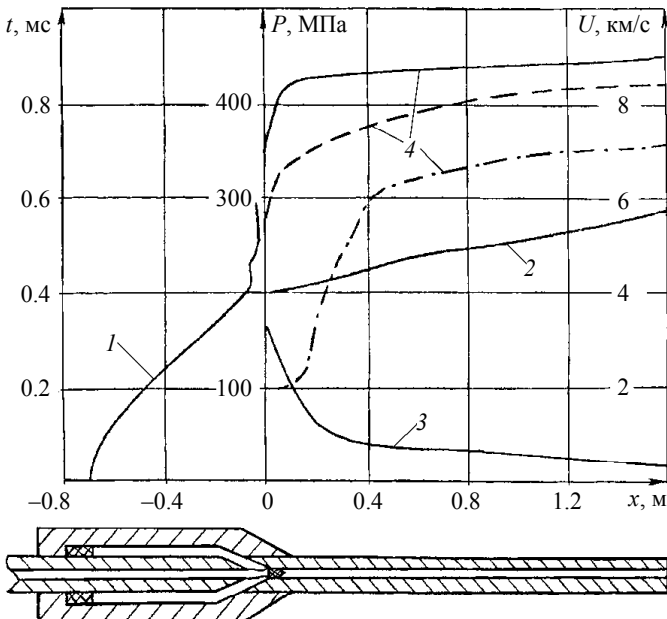


Рис. 1.22. Результаты расчета устройства для дополнительного подгона метаемого элемента: 1 – путь контактного разрыва $x_{кр}(t)$; 2 – путь МЭ $x_m(t)$; 3 – давление на МЭ $P_m(x_m)$; 4 – скорость МЭ $U_m(x_m)$

Из приведенных результатов видно, что эффективность подгона снижается при увеличении начальной скорости. Так, при начальной скорости снаряда 2 км/с прирост скорости составил 5.17 км/с, при начальной скорости 5.6 км/с – 2.85 км/с и при начальной скорости 7 км/с – 2.23 км/с. Процесс сжатия легкого газа в камере подгона в такой установке происходит за 0.4 мс, что на порядок быстрее, чем сжатие поршнем. Это подтверждает возможность синхронизации процесса подрыва заряда ВВ от датчиков положения МЭ в основном стволе ЛГУ, так как даже при дульной скорости 6...8 км/с время разгона МЭ в основном стволе ЛГУ составляет порядка 1 мс.

1.4. ЛГУ на альтернативных источниках энергии

Широкое распространение ЛГУ и их, зачастую, «подчинённое» положение относительно основной тематики эксперимента ставят перед конструкторами этих устройств задачи не только повышения её основных характеристик: скорости метания, ресурса и пр., но также и улучшения эксплуатационных качеств установки: надёжности, безопасности, простоты использования и т.п.

На сегодняшний день в ЛГУ обычным является использование в качестве первичного источника энергии порохового заряда, что создаёт определённые сложности в организации работ с установкой. Лаборатории, желающей использовать ЛГУ, необходимо приобрести лицензию на работу со взрывчатыми веществами, должным образом организовать их оборот (учет, хранение, перемещение, утилизацию и т.п.), помещение оснащённое ЛГУ, должно быть оборудовано соответствующими средствами безопасности. Повышенные требования предъявляются также и к персоналу, эксплуатирующему установку. Все это делает, практически, невозможным использование подобных установок в учебном процессе.

В работе представлен обзор и дан предварительный анализ некоторых возможных конструкций ЛГУ, использующих альтернативный пороховому заряду источник энергии.

Для получения сверхзвуковых скоростей моделей на учебной аэробаллистической трассе кафедры динамики полета ФТФ ТГУ разработана одноступенчатая ЛГУ, в которой модель ускоряется сжатым газом (гелием), подаваемым из стандартного баллона (максимальное начальное давление 15 МПа). При калибре ствола 8 мм и объеме камеры 20 см³ установка обеспечивает получение скоростей 400...700 м/с для

моделей массой 0.5...1 г. Повторяемость опытов обеспечивается точной установкой начального давления в камере, закрытой многослойной мембраной из рентгеновской пленки. В нужный момент пленка прорывается специальной иглой при вращении штока, вмонтированного в затворном узле. Общий вид одноступенчатой ЛГУ приведен на рис. 1.23.

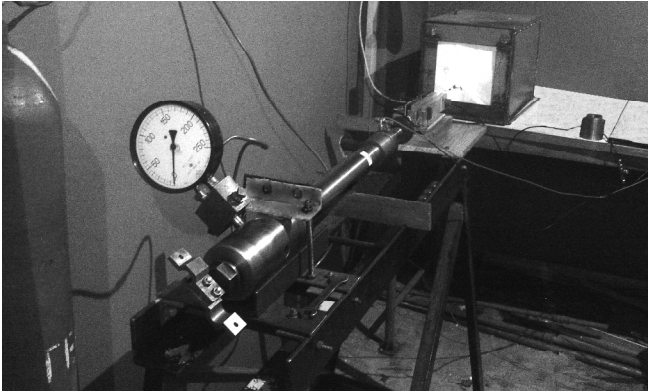


Рис. 1.23

Расчеты показывают, что если использовать сжатый газ в качестве первичного источника энергии в двухступенчатой ЛГУ, то можно получить дульные скорости порядка 1.5...2 км/с. В этом случае требуется давление газа существенно выше и, следовательно, металлические диафрагмы. Для запуска установки при определенном давлении P_0 может быть использовано двухдиафрагменное устройство, приведенное на рис. 1.24. Суть работы его заключается в следующем. Давление прорыва диафрагм P_ϕ выбирается из условия

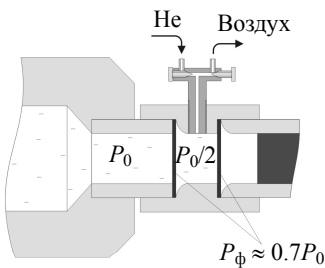


Рис. 1.24

равна $P_\phi = 0.7P_0$, а в объем между диафрагмами предварительно подается давление равное $0.5P_0$. После этого камера заполняется сжатым газом под необходимым давлением P_0 . В нужный момент газ из объема между диафрагмами выпускается, перепад давлений на первой диафрагме превышает P_ϕ и она прорывается. Вслед за ней прорывается и вторая диафрагма.

Дальнейшим развитием такого подхода является разработка ЛГУ для получения сверхвысоких (8 км/с и выше) скоростей моделей и ударников. Предварительный анализ показал, что это должны быть трехступенчатые ЛГУ. Схема такой ЛГУ приведена на рис. 1.25.

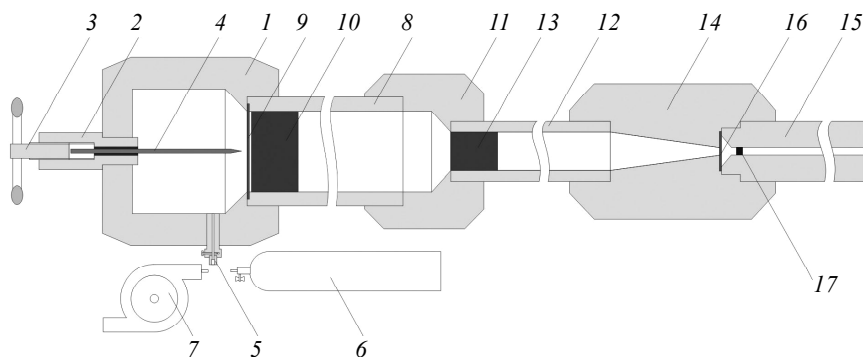


Рис. 1.25. Трехступенчатая ЛГУ на сжатом газе

Установка включает газовую (пневматическую) камеру 1, в дно которой вмонтировано устройство прорыва диафрагмы, состоящее из корпуса 2, толкающего винта 3 и подвижной иглы 4. Кроме этого, в стенку газовой камеры вмонтирован газовый кран 5, через который она заполняется легким газом из баллона 6 либо сжатым воздухом посредством компрессора 7. К газовой камере присоединен ствол первой ступени 8, заполненный лёгким газом и отделённый от газовой камеры диафрагмой 9. Во входной части ствола 8 после диафрагмы 9 размещён поршень первой ступени 10. Другим концом ствол первой ступени соединён посредством конического переходника 11 со стволом второй ступени 12, также заполненным легким газом. Во входной части ствола второй ступени размещён деформируемый поршень второй ступени 13, разделяющий внутренние объемы стволов. К другому концу ствола второй ступени присоединена камера высокого давления 14. К выходной части камеры высокого давления пристыкован баллистический ствол 15, внутренний объем которого отделяется от внутреннего объема ствола второй ступени надсеченной металлической мембраной с насечкой 16. Во входной части баллистического ствола за мембраной размещён метательный элемент 17.

Установка работает следующим образом. С помощью газового баллона 6 или компрессора 7 через газовый кран 5 газовая камера 1 заполняется легким газом или воздухом до необходимого (расчетного) давления. При вращении толкающий винт 3 продвигает внутрь газовой камеры подвижную иглу 4, которая прорывает диафрагму 9, после чего под действием сжатого газа поршень 10 начинает двигаться по стволу первой ступени 8 и сжимает находящийся в нём легкий газ. По достижении в стволе первой ступени давления, превышающего силу трения между поршнем второй ступени 13 и стволом, поршень второй ступени начинает двигаться по стволу второй ступени 12, сжимая газ в стволе второй ступени и камере высокого давления 14. По достижении давления в камере высокого давления, превышающего давление прорыва мембраны 16, последняя прорывается и сжатый лёгкий газ начинает ускорять метаемый элемент 17 вдоль баллистического ствола 15. При входе деформируемого поршня в коническую камеру сжатия, его передний торец ускоряется, порождая в метающем газе дополнительную волну сжатия, что приводит к дополнительному ускорению метаемого элемента – так называемый гидродинамический эффект. На установку получен патент РФ [44].

В качестве двигателя для поршня первой ступени возможно использовать другие устройства. Так, на рис. 1.26 представлена схема, в которой первичным источником энергии является сжатая пружина.

На рис. 1.27 представлена схема ЛГУ, в которой первичным источником служит индукционный электродинамический ускоритель.

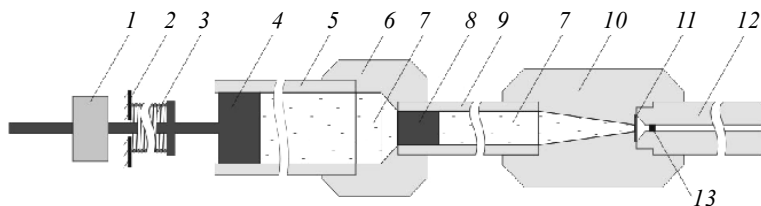


Рис. 1.26. Трёхступенчатая легкогазовая установка с пружинным двигателем: 1 – редуктор; 2 – неподвижный упор; 3 – пружина (в сжатом состоянии); 4 – поршень первой ступени на штоке; 5 – ствол первой ступени; 6 – конический переходник первой ступени; 7 – лёгкий газ; 8 – поршень второй ступени; 9 – ствол второй ступени; 10 – конический переходник второй ступени; 11 – разрушающаяся мембрана; 12 – баллистический ствол; 13 – метаемый элемент

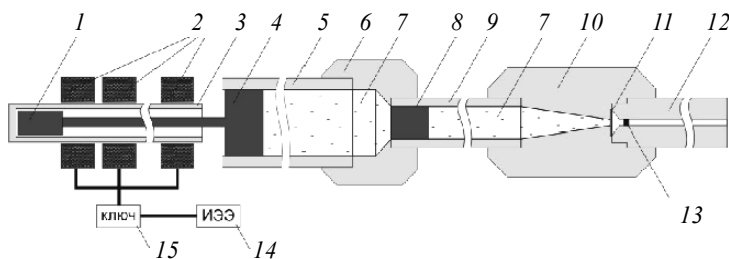


Рис. 1.27. Трёхступенчатая легкогазовая установка с электромагнитным двигателем: 1 – толкатель; 2 – соленоид; 3 – трубчатая направляющая; 4 – поршень первой ступени на штоке; 5 – ствол первой ступени; 6 – конический переходник первой ступени; 7 – лёгкий газ; 8 – поршень второй ступени; 9 – ствол второй ступени; 10 – конический переходник второй ступени; 11 – разрушающаяся мембрана; 12 – баллистический ствол; 13 – метаемый элемент; 14 – источник электроэнергии; 15 – устройство управления соленоидом

Для исследования основных закономерностей процесса выстрела представленных трехступенчатых ЛГУ разработаны методики расчета и компьютерные программы. При этом для расчета течения сжатого газа в первой ступени используется термодинамический подход, а дальше расчет проводится по программе газодинамического расчета двухступенчатой ЛГУ [15].

Проведены параметрические исследования, которые показывают принципиальную возможность получения сверхвысоких (8 км/с и выше) скоростей метания без использования порохового заряда, что существенно упрощает эксплуатацию и организацию работ с ЛГУ, а также повышает надёжность и безопасность самой установки.

Для реализации на экспериментальном стенде НИИ ПММ ТГУ выбрана схема трехступенчатой ЛГУ с использованием сжатого газа (рис. 1.25). В настоящее время на стенде ведутся исследования взаимодействия космической пыли и космического мусора с иллюминаторами космических аппаратов, в том числе, с упрочняющим покрытием [45, 46]. На стенд подана заявка на изобретение [47].

Литература к главе 1

1. *Техника гиперскоростных исследований*. – М.: Мир, 1964.
2. *Современная техника гиперскоростных исследований при гиперзвуковых скоростях* / под ред. А.М. Крилла. – М.: Мир, 1965.
3. *Теоретические и экспериментальные исследования гиперзвуковых течений при обтекании тел и в следах*: сб. статей / под ред. Г.Г. Черного, С.Ю. Чернявского. – М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 1979.
4. *Физика быстропротекающих процессов*. – М.: Мир, 1971.
5. *Высокоскоростные ударные явления*. – М.: Мир, 1973.
6. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. – М.: Янус-К, 1996.
7. *Балеевский А.Г., Киселев Ю.Г., Могилев В.А. и др.* Высокоскоростное метание компактных элементов // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. – Саров: ВНИИЭФ, 2000. – С. 244–248.
8. *Chhabildas L.C.* Hypervelocity impact phenomena // *Mettallurgical and Materials Applications of Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena*. – Elsevier Sci. Publ, 1995. – P. 245–256.
9. *Жаровцев В.В., Синяев С.В.* Выстрел из легкогазовой установки с электродинамическим подгоном метаемого тела // Доклады Междунар. семинара «Гидродинамика высоких плотностей энергии». – Новосибирск: Изд-во Ин-та гидродинамики СО РАН, 2004. – С. 349–357.
10. *Пилюзин Н.Н., Лишевский В.П.* Начинается пушечная космонавтика // Инженер. – 1997. – № 9. – С. 12–14.
11. *Aviation Week and Space Technology*. – 1990. – V. 133. – № 4. – P. 78–79.
12. *Комаровский Л.В., Жаровцев В.В., Синяев С.В.* Легкогазовые баллистические системы для непосредственного вывода в космос капсул с радиоактивными отходами // *Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики*. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. – С. 195–196.
13. *Бетехтин С.А., Виноцкий А.М., Горохов М.С. и др.* Газодинамические основы внутренней баллистики. – М.: Оборонгиз, 1957.
14. *Горохов М.С., Комаровский Л.В.* Центрированный подгон модели в легкогазовой баллистической установке // *Труды СФТИ*. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1967. – Вып. 55. – С. 12–15.
15. *Жаровцев В.В., Комаровский Л.В., Погорелов Е.И.* Математическое моделирование и оптимальное проектирование баллистических установок. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1989.
16. *Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З.* Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. – 256 с.
17. *Христенко Ю.Ф.* Экспериментальные исследования основных внутрибаллистических процессов легкогазовых установок // *Избранные доклады «Всесибирские чтения по математике и механике»*. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1997. – Т. 2. Механика. – С. 207–213.

18. Христенко Ю.Ф. Экспериментальные методы исследования внутрибаллистических процессов // Материалы 3-й Междунар. конф. «Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и в ствольных системах» (ICOS-99), Ижевск, 06.07.99. – Ижевск: Изд-во УрО РАН, 2000. – Ч. 1. – С. 266–273.
19. Христенко Ю.Ф., Жаровцев В.В., Аблитаров Э.А. Экспериментально-теоретические исследования процессов высокоскоростного метания в легкогазовых установках // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. – С. 211–212.
20. Христенко Ю.Ф. Исследование зависимости давления прорыва диафрагмы ЛГУ от динамики нагружения // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2000. – С. 173–174.
21. Леконт К. Высокоскоростное метание // Физика быстропротекающих процессов / под ред. Н.А. Златина. – Т. 2. – М.: Мир, 1971.
22. Златин Н.А., Красильщиков А.П., Мишин Г.И., Попов Н.Н. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. – М.: Наука, 1974.
23. Иоселевич В.А., Плюгин Н.Н., Чернявский С.Ю. О влиянии трения на движение поршня под действием продуктов горения // ПМТФ. – 1978. – № 5. – С. 24–31.
24. Bogdanoff D.W., Miller R.J. New Higher-Order Godunov Code for Modelling Performance of Two-Stage Light Gas Guns. – NASA TM-110363, 1995. – 45 p.
25. Бобровников А.Г., Лапичев Н.В. Исследование процесса раскрытия диафрагмы узла форсирования легкогазовой баллистической установки // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. – С. 164–171.
26. Мансон Д.Е., Мей Р.П. // Ракетная техника и космонавтика. – 1976. – Т. 14. – № 2.
27. Бубенчиков А.М. Трение и теплообмен при неустановившемся турбулентном течении газа в канале // ЧММСС. – Новосибирск: Изд-во ВЦ СО АН СССР, 1986. – Т. 17. – № 5. – С. 10–24.
28. Бубенчиков А.М., Комаровский Л.В., Харламов С.Н. Математические модели течения и теплообмена во внутренних задачах динамики вязкого газа. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1993. – 178 с.
29. Bogdanoff D.W. CFD Modelling of Bore Erosion in Two-Stage Gas Guns / NASA Ames Research Center Report TM-112236, Moffett Field, USA, August, 1998. – 35 p.
30. Христенко Ю.Ф. Проблема получения высоких скоростей ударников и моделей в лабораторных условиях // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. – С. 211–212.
31. Чернявский С.Ю., Попов Н.Н., Сибилев В.Ю. и др. Легкогазовая баллистическая установка // Труды Ин-та механики МГУ. – 1975. – № 39. – С. 28–37.
32. Христенко Ю.Ф. К проблеме повышения живучести двухступенчатых баллистических установок // ПМТФ. – 2000. – Т. 41. – № 6. – С. 153–160.
33. Христенко Ю.Ф. Экспериментальные методы исследования горения зерненных порохов в широком диапазоне изменения параметров процесса // ФГВ. – 2001. – Т. 37. – № 1. – С. 82–88.
34. Crozier W.D., Hume W. High velocity light gas gun // I. Applied Physics. – 1957. – V. 28. – P. 892–894.

35. *Широкопад А.Б.* Энциклопедия отечественной артиллерии. – Минск: ХАРВЕСТ, 2000.
36. *Баулин Н.Н., Пилюгин Н.Н., Чернявский С.Ю.* Теоретические и экспериментальные исследования внутренней баллистики двухступенчатой поршневой легкогазовой установки: – Отчет ИМ МГУ. – № 2184. – М.: О1979.
37. *Христенко Ю.Ф.* Двухступенчатая легкогазовая установка. Патент РФ № 2251063. Оpubл. 27.04.2005г. Бюл. № 12.
38. *Лахоткин Ю.В., Красовский А.И.* Вольфраморениевые покрытия. – М.: Наука, 1989.
39. *Андерсен Д.Е., Принц М.Д.* Конструкция пушек на легком газе для выстреливания моделей с гиперзвуковыми скоростями // Современная техника гиперзвуковых исследований при гиперзвуковых скоростях / под ред. А.М. Крилла. – М.: Мир, 1965.
40. *Swift H.F.* A study of electrically augmented gas guns // Proc. of 7-th Hypervelocity Impact Symp. Tampa, Florida, November 1964. – V. 1. – Florida, Martin Co., 1965. – P. 61–102.
41. *Bogdanoff D.W., Miller R.J.* Improving the performance of two-stage gas guns by adding a diaphragm in the pump tube // Int. J. Impact Engng. – 1995. – V. 17. – P. 81–92.
42. *Комаровский Л.В., Жаровцев В.В.* Математическое моделирование и проектирование ствольных систем с ударным подогревом легкого газа // Современные методы проектирования ракетно-артиллерийского вооружения. – Саров: ВНИИЭФ, 2000. – С. 112–116.
43. *Glenn L.A.* Optimization studies of three-stage light gas gun // Shock Compression of Condensed Matter. – 1997. – P. 963–966.
44. *Биматов В.И., Христенко Ю.Ф., Жалнин Е.В. и др.* Трехступенчатая легкогазовая установка. Патент РФ № 2490580 от 20 мая 2013 г.
45. *Сергеев В.П., Калашиников М.П., Сергеев О.В. и др.* Магнетронное осаждение нанокomпозитных защитных покрытий на стекла иллюминаторов космических аппаратов // Труды 12-й Международной конференции «Пленки и покрытия – 2015» 19–22.05.2015. – Россия. Санкт-Петербург: Изд-во Политехнического университета, 2015. – С. 360–362.
46. *Sergeev V.P., Panin V.E., Psakhie S.G., et al.* Magnetron deposition of metal-ceramic protective coatings on glasses of windows of space vehicles // AIP Conference Proceedings 1623, 563 (2014); doi: 10.1063/1.4901499.
47. *Герасимов А.В., Жалнин Е.В., Калашиников М.П. и др.* Стенд для исследования высокоскоростного соударения мелких частиц с преградой / Заявка на изобретение № 2015145573. Приоритет от 23.10.2015.

Глава 2

ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ ВЫСОКОПРОЧНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ СОУДАРЕНИИ

Возможности традиционных высокопрочных сталей и различных сплавов для применения их в качестве эффективных средств защиты против высокоскоростных ударников, особенно из высокоплотных материалов, например из сплавов на основе вольфрама, урана, тантала и др., практически исчерпаны. Анализ прочностных свойств переходных металлов и их сплавов, полученных методами традиционной металлургии, показывает, что их прочностные свойства резко снижаются при повышенных температурах и в интервале температур 1000...1200 К уменьшаются в несколько раз. В условиях повышенных термосиловых воздействий изделия из таких материалов катастрофически разрушаются [1, 2]. По мере увеличения скорости взаимодействия в зоне контакта «ударник – преграда» реализуются условия повышенных температур вплоть до плавления и испарения отдельных компонентов [3, 4]. При этих условиях соударения металлические однородные материалы в зоне контакта подвержены интенсивным пластическим деформациям и быстро срабатываются, а конструкции из них не выполняют основные защитные функции.

В последнее время в конструктивно-компоновочных схемах защитных конструкций, работающих в широком диапазоне ударных нагрузок, активно используются различные виды композиционных материалов комбинированного строения с усиленными прочностными характеристиками. Например, керамические материалы используются в качестве элементов слоисто-разнесенной защиты в бронежилетах, десантных

бронетранспортерах, авиа- и космической технике и комбинированной броне танков [5–8]. Накопленные к настоящему времени данные об изменении фазово-структурных состояний в твердых телах при нетрадиционных методах получения открывают широкие возможности создания уникальных гетерогенных структур, в том числе слоисто-градиентных [8, 9]. Перспективным направлением повышения физико-механических характеристик керамик, функционирующих в условиях динамического нагружения (высокие давления и температура), представляется введение в их состав эффективной металлической связующей. Повышенная адгезионная способность металлической матрицы и керамической составляющей может быть достигнута при получении металлокерамики методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) с приложением давления к продукту синтеза [10, 11]. Применение деформационного компактирования к разогретому за счет химической реакции продукту синтеза открывает путь к получению принципиально новых материалов с высокотвердой керамической составляющей. Среднюю плотность таких материалов можно варьировать в широком диапазоне в зависимости от их назначения [7, 8, 12]. Основной тенденцией получения СВС-материалов являются совершенствование их состава и структуры и повышение ударной стойкости элементов в составе комбинированных (экранированных, слоистых, слоисто-разнесенных) преград и конструкций.

Постоянно расширяется база данных по высокоскоростному соударению тел из однородных и композиционных материалов [1–9]. Тем не менее не снимается проблема отбора эффективных композитов в составе сложных схем защитных конструкций и ударников. Наиболее приемлемым по достоверности методом оценки эффективности является физический эксперимент. Особое внимание уделяется выявлению особенностей функционирования ударников и преград в диапазоне скоростей взаимодействия 1.5...3.5 км/с, который характеризуется слабой пластической деформацией материалов и наибольшей вероятностью максимального проникания ударника в преграду. Однако необходимо отметить, что результаты натурных экспериментов и численного моделирования взаимно дополняют друг друга, что позволяет составить более полную качественную и количественную картину процесса деформирования и разрушения ударника и слоисто-разнесенной преграды при высокоскоростном взаимодействии на каждом этапе исследования. Прямое количественное сопоставление результатов двух подходов в широ-

ком диапазоне характеристик материалов ударника и преграды затрудняется отсутствием полномасштабных, перекрывающих друг друга данных, получение которых требует проведения дальнейших исследований.

Данная глава посвящена исследованию влияния физико-механических характеристик композиционных материалов (керамик, металлокерамик, стеклопластиков) на противоударную стойкость комбинированной защиты в условиях ударного нагружения, выявлению особенностей разрушения и установлению корреляционных соотношений, связывающих параметры макроразрушения с их динамическими прочностными характеристиками материалов для их успешного применения в качестве защитных элементов в преградах и конструкциях.

2.1. Некоторые физико-механические свойства высокопрочных композиционных материалов

Резервы по повышению противоударной стойкости гомогенных материалов считаются исчерпанными. Усовершенствование вооружения и средств поражения (повышение скоростей метания ударников и использование высокоплотных материалов из сплавов на основе вольфрама, урана и др. для сердечников) выдвигает требования по созданию принципиально новых броневых защитных материалов. В основу противопульной комбинированной преграды заложено условие недеформируемости материала преграды. При данном условии перемещение системы «ударник – преграда» происходит за счет деформирования ударника. Основными требованиями, предъявляемыми к композиционным материалам, входящим в состав конструкции, являются:

- высокая прочность на сжатие (твердость);
- минимальная плотность;
- повышенные вязкопластические свойства.

Высокопрочные керамические материалы являются одним из основных элементов современных средств индивидуальной защиты и активно применяются в различных слоисто-разнесенных конструкциях, которые помимо керамики включают металлические и композиционные (пластики, углепластики) материалы. В широком смысле термин «керамика» означает все неорганические материалы, кроме металлов и металлических сплавов, и включает спектр материалов от плотных поликристаллических веществ до стекла. Характерным общим свойством кера-

мик являются их хрупкость с линейной зависимостью напряжений от деформаций и значительно большая прочность на сжатие, чем на растяжение. В бронебаллистике перспективен ряд керамик [5, 12, 14–21], свойства которых приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Физико-механические характеристики широко применяемых композиционных материалов

Материал	ρ_0 , г/см ³	E , ГПа	H_M , ГПа	H_D , ГПа	σ_T , ГПа	c_0 , см/мкс	s
V ₄ C	2.50	475	38	42–49	64.5	0.93	1.44
TiB ₂	4.50					0.90	0.75
Al ₂ O ₃	3.80	407	18	20–25	59.3	0.88	1.94
SiC	3.00	330	27	25–30	55.9		
AlN	3.25			16–22			
BeB	1.94			15.7		1.27	
Be ₂ B	2.25			31.8		1.28	
TiB ₂ +V ₄ C	3.50			90 HRA		0.71	1.32

Примечание. В таблице обозначено: ρ_0 – плотность материала; E – модуль сжатия; H_M – микротвердость; H_D – динамическая твердость; σ_T – предел текучести; c_0 – объемная скорость звука; s – константа в линейной ударной адиабате.

Свойства керамик значительно зависят от чистоты материала. Так, наиболее высокая чистота Al₂O₃ ведет к более высокому удельному объему $\rho_0 = 3.92$ г/см³, более высокому объемному модулю (250 ГПа) и пределу прочности (9.3 ГПа вместо 3.8 у АД35), а также значительно повышается скорость звука ($c_0 = 10$ км/с в сравнении с $c_0 = 4$ км/с для керамики АД85). Однако в баллистических экспериментах чистая окись алюминия Al₂O₃ не показывает преимущества перед керамикой АД85, в состав которой входят и другие вещества.

С целью улучшения технических характеристик бронированных конструкций разрабатываются облегченные системы противоударной защиты. Разработки керамических материалов привели к появлению более легких, чем карбид титана, таких как BeB, Be₂B, основные свойства которых приведены в табл. 2.1 [20, 21]. Сравнительные результаты баллистических испытаний керамик Be₄B, V₄C и Al₂O₃ в сочетании с алюминиевой пластиной, расположенной в контакте за керамической пластиной, представлены на рис. 2.1.

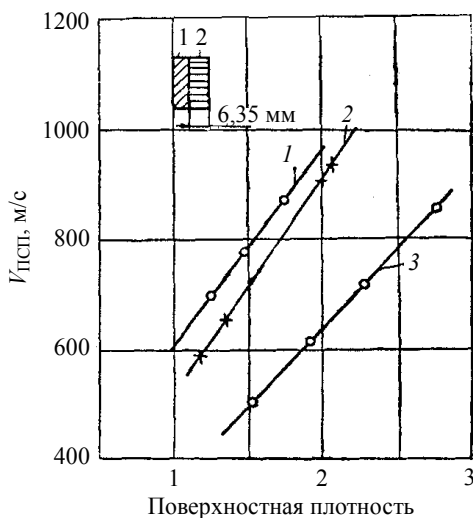


Рис. 2.1. Экспериментальный баллистический предел в зависимости от поверхностной плотности керамики в слоистой преграде «керамика + алюминий»: 1 – $Ве_4В$; 2 – $В_4С$; 3 – Al_2O_3

Высокие прочностные и технологические свойства керамик – высокая прочность на сжатие и минимальная плотность – выступают основными факторами их широкого применения в защитных конструкциях против высокоскоростных ударников кинетического действия. Однако высокая хрупкость разрушения таких материалов не обеспечивает противоударной безопасности не только пластин, по которым сосредоточен удар, но и близко расположенных соседних, которые также разрушаются под действием волновых эффектов и вторичных осколков. Введение металлической связки делает материал керамики более пластичным, вязким, препятствует росту трещин при сжатии и особенно растяжении. При наличии хорошей адгезии даже незначительное количество связки резко увеличивает пластичность и вязкость разрушения керамического материала. Влияние содержания кобальтовой связки на пластичность и вязкость разрушения карбида вольфрама иллюстрирует рис. 2.2 [16, 22].

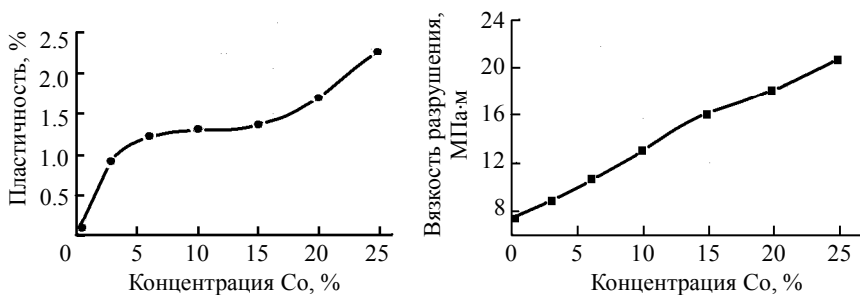


Рис. 2.2. Влияние кобальтовой связки на пластичность и вязкость композита на основе карбида вольфрама «WC–Co»

Кроме того, результаты испытаний металлокерамического материала системы TiC – (Ni, Mo) констатируют тот факт, что с введением пластичной металлической фазы противоударная стойкость увеличивается, достигая максимума при массовой доле металлической фазы около 10 %. Экспериментальные данные представлены на рис. 2.3 [13, 20–22].

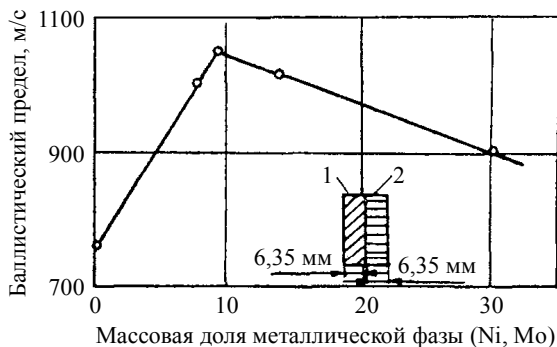


Рис. 2.3. Влияние массовой доли металлической фазы на баллистический предел металлокерамики TiC в слоистой преграде «TiC+Al»

Одним из перспективных методов получения материалов комбинированного строения является самораспространяющийся высокотемпературный синтез. СВС-технологии позволяют получать принципиально новые материалы высокого качества с повышенными прочностными и специальными свойствами: высокопористые, слоистые, градиентные,

градиентно-слоистые комбинированного строения и т.д., в том числе с высокотвердой керамической составляющей [1, 8, 13, 16, 22]. Хотя физико-химические и технологические принципы получения таких материалов отработаны, для практической реализации в каждом конкретном случае необходима научная и технологическая проработка. С этой целью возникает задача установления закономерностей формирования микро- и макроструктуры металлокерамических композиционных материалов для основ управления их структурой в процессе СВС-технологии и получения композиционных материалов с заданной направленностью свойств.

СВС-синтез композиционных металлокерамических материалов осуществляется в экзотермических порошковых смесях типа «металл – неметалл», а в случае синтеза интерметаллидов – в порошковых смесях типа «металл – металл» [10, 11, 13, 22]. Для установления уровня механических свойств синтезированных материалов на основе диборида титана, никелида титана и карбида бора были проведены испытания на изгиб как однородных композиционных материалов системы TiB_2-NiTi , так и двухслойной системы (TiB_2-NiTi) – металл при одноточечном и трехточечном изгибе. На рис. 2.4 приведены диаграммы напряженно-деформированного состояния образцов металлокерамик системы $(TiB_2-NiTi)-Al$ и TiB_2-NiTi [13, 22]. Кривая 1 соответствует приложению одноточечной нагрузки, опорной со стороны алюминия; кривая 2 – одноточечная нагрузка со стороны алюминия, опорная со стороны металлокерамики; кривая 3 – однородная металлокерамика TiB_2-NiTi ; кривая 4 – алюминий. Из анализа диаграмм разрушения материалов можно заключить, что композиционные материалы на основе TiB_2 со связкой

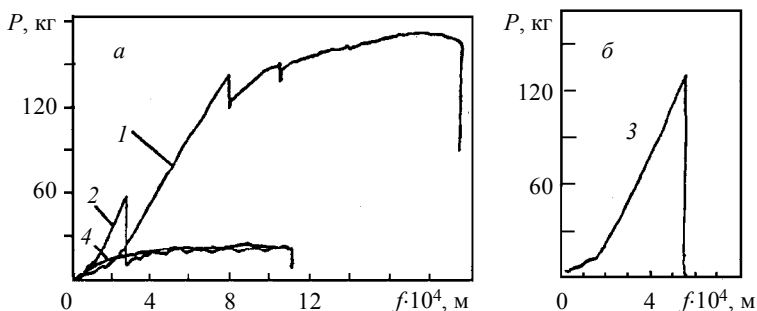


Рис. 2.4. Диаграммы испытаний композиционных материалов

NiTi имеют характерные признаки хрупкого разрушения (кривая 3). Для композиционного материала комбинированного строения характерно хрупко-вязкое разрушение с пилообразным упрочнением (кривая 1). Сравнение форм кривых нагружения композиционного материала (кривая 3) и композиционного материала комбинированного строения (кривая 1) свидетельствует о том, что у последнего работа разрушения существенно выше.

Синтез металлокерамики комбинированного строения на основе диборида титана TiB_2 и карбида бора B_4C производился под давлением в специальной герметичной установке в лаборатории Сибирского физико-технического института Томского государственного университета [13, 22]. Исследованы физико-механические характеристики данной металлокерамики в условиях ударного сжатия. Плотность таких материалов варьируется в диапазоне $3.2...17.5 \text{ г/см}^3$, поверхностная твердость по Роквеллу – до 95 ед. HRA. Данные металлокерамики обладают свойством фазово-структурного превращения при воздействии термосиловой нагрузки, что увеличивает вероятность применения их в качестве составных элементов слоисто-разнесенной защиты. Отличительной особенностью металлокерамики на основе TiB_2+B_4C является также повышенная трещиностойкость по сравнению с керамиками оксида алюминия, карбида кремния и карбида бора. Это достигается путем введения в состав шихты пластической металлической составляющей с высокой адгезийной способностью.

На рис. 2.5 приведена типичная осциллограмма записи изменения давления от времени в волне напряжения, распространяющейся вследствие удара цилиндрическим ударником из алюминиевого сплава Д16 по двухслойной преграде из металлокерамики на основе TiB_2+B_4C , между слоями которой находится манганиновый датчик [23]. Условия опыта следующие: высота ударника 5 мм, толщина первого слоя 8 мм, второго – 10 мм, диаметр сборки 45 мм, скорость удара 520 м/с. Из-за разрушения металлокерамики в результате ударно-волновых эффектов зарегистрирован только передний фронт волны напряжения – участок нарастания давления в профиле волны напряжения и максимальное давление, приведшее к разрушению материала и замыканию контактов манганинового датчика. В табл. 2.2 приведены некоторые физико-механические характеристики металлокерамики на основе TiB_2+B_4C в зависимости от плотности материала [14, 15, 18].

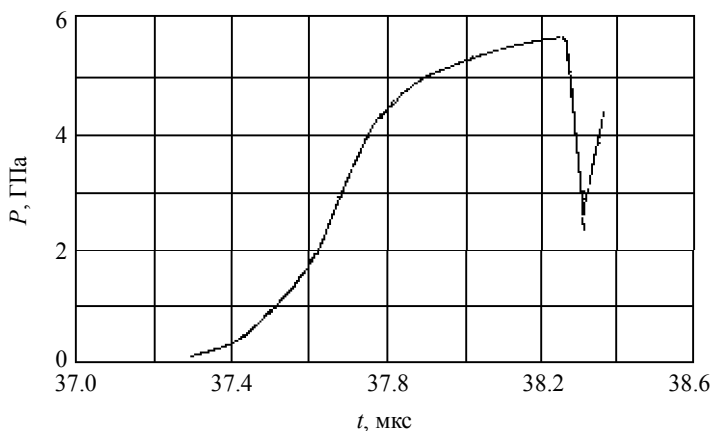


Рис. 2.5. Осциллограмма изменения давления от времени в металлокерамике TiB_2+V_4C , записанная манганиновым датчиком

Т а б л и ц а 2.2

**Физико-механические характеристики металлокерамики
на основе TiB_2+V_4C**

ρ_0 г/см ³	c_l , км/с	c_t , км/с	c_0 , км/с	K , ГПа	G , ГПа	μ
3.18	10.5	5.81	8.13	204	104	0.28
3.50	10.5	6.89	6.90	167	166	0.12
3.80	11.1	7.82	6.50	160	160	—

П р и м е ч а н и е . В таблице обозначено: ρ_0 – плотность материала; c_l , c_t , c_0 – скорости продольных, поперечных волн и объемная скорость звука соответственно; K – модуль объемного сжатия; G – модуль сдвига; μ – коэффициент Пуассона.

Высокопрочные и высокопористые композиционные материалы комбинированного строения могут быть использованы в виде наполнителя многослойных преград для ослабления прохождения ударной волны от высокоскоростного удара или взрыва. Так как постоянно увеличивается база данных по высокоскоростному соударению металлов и сплавов, анализ сложных составных преград и ударников из новых материалов комбинированного строения требует проведения физического эксперимента.

2.2. Разрушение композиционных материалов при ударно-волновом нагружении

Экспериментальные исследования стойкости композиционных материалов к ударному нагружению проводились на образцах из оксида алюминия Al_2O_3 , карбида бора B_4C , карбида кремния SiC , стеклокерамик и металлокерамики на основе TiB_2+B_4C , которые представляли собой плоскопараллельные пластины толщиной 4...20 мм и линейным размером 100 × 100 мм с механическими характеристиками, приведенными в табл. 2.1. В качестве ударников использовались стержни удлинением от 1 до 10 калибров из титана Вt6, стали 60С2А и сплава ВНЖ плотностью 17.2...18.6 г/см³. Удар производился в направлении нормали к лицевой поверхности пластины.

При выявлении противоударной стойкости керамических материалов наиболее эффективны тесты на глубинное проникание, определение предельной скорости пробития либо остаточной скорости ударника за преградой. Преграды представляли собой полубесконечные керамические блоки или конфигурации слоев, где керамика размещается между пластинами из металлических сплавов. Многослойные преграды являются сложными системами для анализа, так как они содержат многочисленные внутренние контактные поверхности между различными материалами, и при исследовании необходимо учитывать ударно-волновые отражения от этих контактных поверхностей.

В процессе ударного нагружения керамические образцы разрушаются на фрагменты и в большинстве случаев после опыта восстановлению не подлежат, поэтому определить глубину проникания ударников оказывается невозможным. Эффективность образцов из керамических материалов определялась косвенным методом, в частности по глубине проникания

ударника в массивную металлическую плиту-свидетель, помещаемую в контакте за исследуемой керамикой по схеме, представленной на рис. 2.6.

В опытах эффективность противоударной стойкости ε керамики определялась по глубине r и x кратеров в плите-свидетеле из сплава алюминия

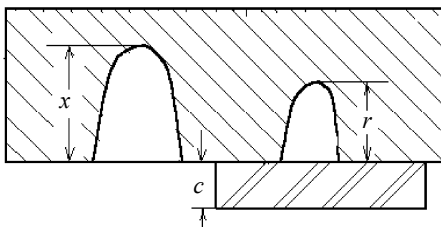


Рис. 2.6. Схема регистрации параметров в слоистой преграде

Д16М из уравнения [6]

$$\varepsilon = 1 - \frac{\rho_M r + \rho_K c}{\rho_M x}, \quad (2.1)$$

где r – глубина проникания в металлическую плиту с керамической пластиной на лицевой поверхности; x – глубина проникания в плиту при отсутствии керамики; c – толщина керамической пластины; ρ_M – плотность материала плиты; ρ_K – плотность керамики. Эффективность ε конструкции меньше или равна нулю, если пластина из композита не даёт выигрыша в массе на единицу площади преграды.

Экспериментальные данные по прониканию стальных ударников удлинением 3 калибра и массой 7 г при скорости удара 760 ± 5 м/с в керамические пластины SiC, Al₂O₃, B₄C, TiB₂+B₄C, а также в слоистые конструкции и величина эффективности ε , рассчитанная по соотношению (2.1), приведены в табл. 2.3.

Таблица 2.3

Экспериментальные данные по глубине проникания стальных ударников в алюминиевую плиту в сочетании с керамическими пластинами

Материал, 1-й слой	c_1 , мм	Материал, 2-й слой	c_2 , мм	r , мм	ε
Сталь 60С2А	2.0			18.0	0.15
Al ₂ O ₃	2.0			19.0	0.22
Al ₂ O ₃	5.0			5.3	0.56
Al ₂ O ₃	5.0			4.5	0.59
Al ₂ O ₃	7.3			5.6	0.43
Порист. Al ₂ O ₃	7.6			14.6	0.10
B ₄ C	5.1			8.8	0.52
SiC	10.3			1.0	0.55
TiB ₂ +B ₄ C	9.3			3.7	0.57
TiB ₂ +B ₄ C	7.9			3.1	0.52
TiB ₂ +B ₄ C	6.4			1.6	0.95
Ti	2.0	Al ₂ O ₃	2.0	18.0	0.14
Ti	2.0	Al ₂ O ₃	5.0	4.2	0.48
Ti	2.0	Al ₂ O ₃	7.3	4.5	0.35

Усредненное значение глубины кратера в алюминиевой плите при отсутствии керамики при данных условиях удара по четырем опытам $x = 28.0$ мм.

Экспериментальные данные и оценка эффективности керамики Al_2O_3 по глубине проникания ударников в зависимости от скорости удара, исходя из критерия равного веса на единицу площади, представлены на рис. 2.7 [15]. Линия 1 отражает усредненное значение глубины кратера в алюминиевой плите, линия 2 – соответственно глубины кратера в плите с керамической пластиной, а кривая 3 характеризует эффективность керамики через коэффициент. Ход кривой 3 свидетельствует о том, что максимальная эффективность керамики соответствует скоростям удара до 1000 м/с, а с увеличением скорости соударения до 2000 м/с она существенно снижается.

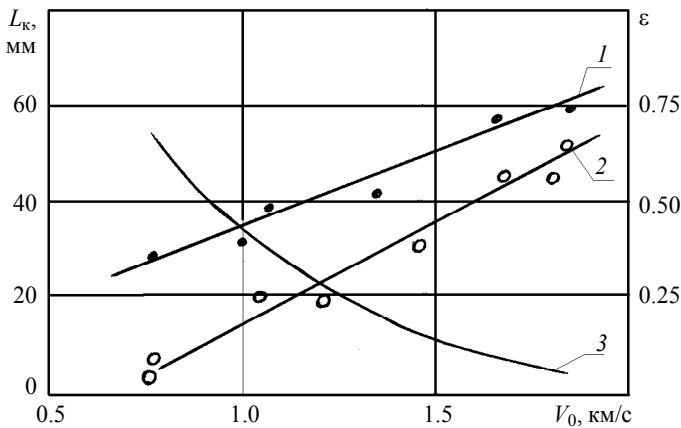


Рис. 2.7. Зависимость глубины проникания ударника в монолитную (1) и комбинированную (2) конструкции от скорости удара и ее эффективность (3) противоударной стойкости керамики Al_2O_3

Спротивление керамик высокоскоростному удару можно разделить на три скоростных режима [5, 6, 18, 26]: низкие скорости, $V_0 < 700$ м/с; средние скорости, $700 < V_0 < 3000$ м/с; высокоскоростной режим, $V_0 > 3000$ м/с. При низких скоростях взаимодействия процесс проникания ударника регулируется механическими свойствами керамики. При высокоскоростном режиме материалы во время проникания ведут себя подобно жидкостям или гидродинамически. Процесс проникания в режи-

ме средних скоростей взаимодействия состоит из следующих стадий: 1 – начальная стадия удара с гидродинамическим течением ударника и керамики; 2 – разрушение керамики и высокоскоростное вымывание осколков керамики; 3 – широкомасштабное разрушение керамики и проникание ударника в раздробленный материал (проникание в «песок») [15, 16, 27]. В целом процесс проникания зависит от прочностных характеристик и плотности материалов ударника и преграды. Об этом также свидетельствуют проведенные экспериментальные исследования по прониканию стержневых ударников из сплава ВНЖ-90 в многослойные преграды с керамическими слоями [28–31].

Исследованы особенности деформирования и разрушения металло-керамики на основе TiB_2+V_4C , а также установлена эффективность относительно широко применяемых в военной технике высокопрочных керамик Al_2O_3 , V_4C , SiC . Диапазон скоростей удара удлинёнными и компактными бойками плотностью $2.7...18.6 \text{ г/см}^3$ составил $0.5...2.5 \text{ км/с}$. В опытах выявлено существенное влияние формы ударника на эффективность защитных свойства композита. Для ударников компактной формы плотностью 18.6 г/см^3 в области скоростей удара $0.5...2.5 \text{ км/с}$ эффективность металлокерамики TiB_2+V_4C равна $0.2...0.25$, а для ударников удлинением 3...4 калибра она соответствует значениям $0.5...0.6$. При повышении скорости удара до 2 км/с эффективность применения композитов, в соответствии с данной методикой, снижается приблизительно в три раза [8, 14–16, 25, 27, 29].

На рис. 2.8 приведена условная принтограмма эффективности противоударной стойкости композиционных материалов, включая керамики, экспериментально полученная методом регистрации глубины проникания штатной пули в алюминиевую пластину [32] при использовании сборки «керамика – алюминий» по схеме рис. 2.6.

Полученные экспериментальные данные свидетельствует об эффективности использования композиционных материалов на лицевой поверхности основных элементов конструкции. В этих условиях процесс разрушения керамики регулируют ее механические свойства. Защита тонкой металлической пластиной лицевой поверхности керамики снижает эффективность динамического сопротивления внедрению ударника, о чем свидетельствует увеличение относительной глубины проникания ударника в конструкцию в целом (см. рис. 2.8, позиции 5 и 6). По результатам проведенных испытаний отобраны наиболее стойкие к ударно-волновому нагружению керамики: корунд Al_2O_3 ; карбид бора V_4C ; карбид кремния SiC и металлокерамика TiB_2+V_4C .

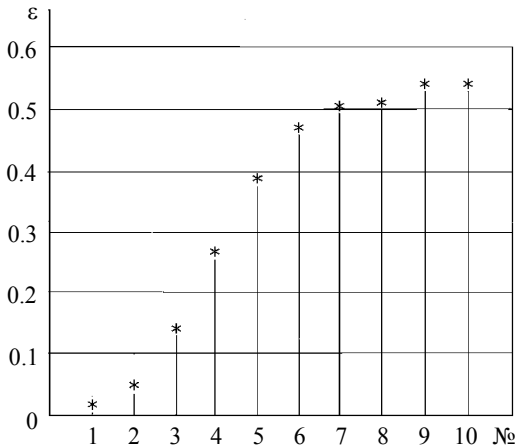


Рис. 2.8. Принтограмма противоударной эффективности композиционных материалов в составе слоистой защитной конструкции: 1 – Al; 2 – текстолит; 3 – сталь; 4 – ситалл; 5 – Ti+(TiB₂+B₄C); 6 – Ti+Al₂O₃; 7 – TiB₂+B₄C; 8 – B₄C; 9 – SiC; 10 – Al₂O₃;

Взаимодействие проходящих и отраженных от контактных поверхностей ударных волн и волн разрежения переводит керамику в сыпучее состояние раньше, чем ее достигнет ударник. При высоких скоростях удара передача энергии через материалы и контактные границы в слоистой преграде становится очень важной составляющей. Одним из параметров, характеризующих количественную способность передачи энергии, является импеданс материалов, который равен произведению плотности материала и скорости звука $I = \rho c_0$ либо квадратному корню от произведения плотности и модуля Юнга $I = (\rho E)^{1/2}$. Расчеты импедансов, представленные в табл. 2.4, свидетельствуют о том, что лучшие керамики имеют среднее значение подобно стали, в то время как наибольшее значение импеданса имеют вольфрам и уран, два важных материала, используемых в ударниках кинетического действия.

Таблица 2.4

Значения импеданса некоторых материалов

Материал	W	U	TiB ₂	Al ₂ O ₃	Сталь	SiC	B ₄ C	Al
<i>I</i> , МПа·с/м	722	536	490	400	396	358	344	126

Механические и упругие свойства керамики используются для изучения возможности корреляции между квазистатическими механическими свойствами и баллистическими характеристиками. Керамики, используемые в защитных целях, должны быть прочными, относительно низкой плотности, с высокой скоростью звука и низким коэффициентом Пуассона.

Механизмы разрушения пластичных (металлы, сплавы) и хрупких (керамика, металлокерамика) материалов различны. На рис. 2.9 приведена рентгенограмма пробития алюминиевой пластины ударником с оживальной головной формой. Она свидетельствует о том, что разрушение пластины из пластичного материала в процессе внедрения ударника происходит по типу прокола и при этом сам ударник остается недеформированным (цельным).

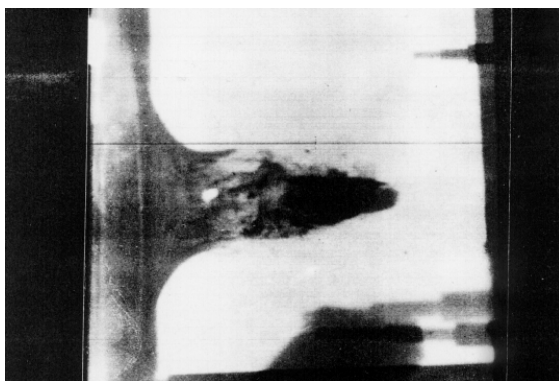


Рис. 2.9. Рентгенограмма пробития алюминиевой пластины штатной пулей

Экспериментально установлено, что при скоростях удара ниже 1000 м/с в силу высоких прочностных характеристик керамики оказывает значительное сопротивление внедрению ударника. На первой стадии взаимодействия это проявляется в значительной пластической деформации головной части ударника и дроблении керамики в зоне контакта. Далее деформированный в головной части ударник проникает в раздробленный образец керамики. Это иллюстрирует рентгенограмма конфигурации ударника и фрагментов разрушенной керамической пластины Al_2O_3 при ударе со скоростью 760 м/с, приведенная на рис. 2.10.

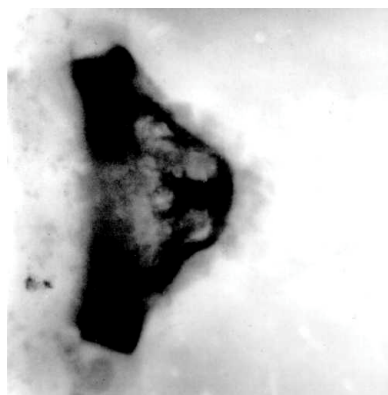


Рис. 2.10. Рентгенограмма разрушения керамики Al_2O_3 при ударе штатной пулей

Процесс разрушения керамики от микроразрушения за фронтом волны сжатия переходит к макроразрушению [2, 15, 27, 29]. В случае пробития пластичных металлических пластин ударник сохраняет свою начальную форму.

На рис. 2.11 представлены характерные рентгенограммы разрушения металлокерамики TiB_2+V_4C при ударе тем же ударником со скоростью 766 м/с.

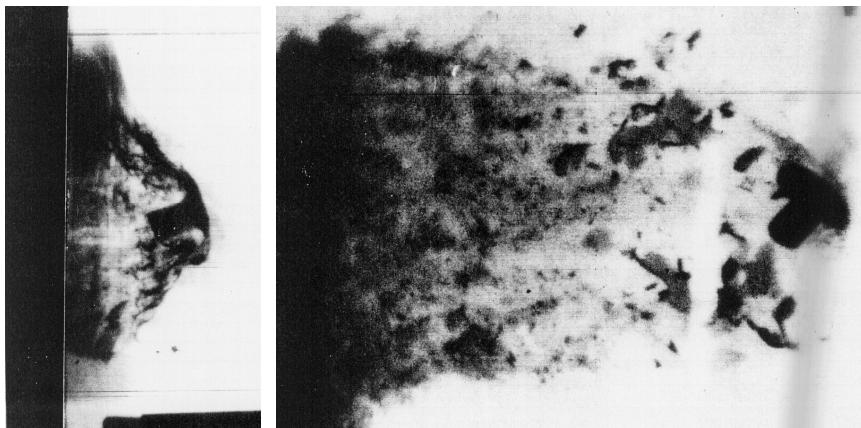


Рис. 2.11. Рентгенограммы пробития металлокерамики на основе TiB_2+V_4C

В момент времени 50 мкс от начала взаимодействия в месте контакта формируется полусферический купол разрушенного материала металлокерамики и еще сохраняется ее целостность вне зоны контакта (рис. 2.11, *a*). Ударник в головной части в процессе взаимодействия испытывает большие пластические деформации, и остаток приобретает грибообразную форму в результате радиального течения материала. Процесс разрушения пластины практически полностью заканчивается к моменту времени 200 мкс, после чего отдельные фрагменты различной величины металлокерамики разлетаются свободно (рис. 2.11, *б*).

Несколько отличительный механизм разрушения наблюдается при пробитии пластин из высокопрочной керамики карбида бора B_4C . На приведенной рентгенограмме, на рис. 2.12, через 120 мкс после взаимодействия пули с керамикой разрушение происходит в зоне контакта деформируемой головной части пули и пластины. За пулей движется поток мелких осколков, в то же время каркас керамической пластины не разрушен, сохраняет целостность. Можно констатировать тот факт, что после опыта керамическая пластина находится в раздробленном состоянии, причем осколки имеют крупные размеры.

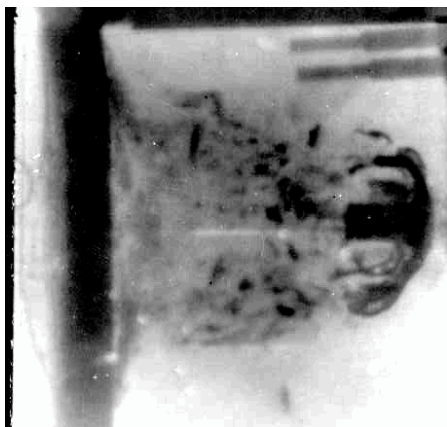


Рис. 2.12. Рентгенограмма пробития пластины из керамики B_4C

Разрушение хрупких тел при скоростях удара, не превышающих скорости распространения трещин, связано с наличием микродефектов в керамиках в исходном состоянии. Взаимодействие этих дефектов с

упругими волнами, возникающими при ударе, приводит к разрушению материала путем зарождения и развития трещин. При этом за счет прохождения упругих волн, опережающих границу разрушения, весь объем материала приходит в напряженное состояние, что и определяет ведущую роль дефектов в развитии процесса разрушения и диссипации энергии нагружения. При скоростях внедрения, равных или превышающих скорость звука в материале, фронт разрушения опережает трещины, весь объем материала не успевает перейти в напряженное состояние и в процесс разрушения в каждый момент времени вовлекается только граничащий с фронтом слой материала [1, 2, 19, 27, 29]. Этим определяется локальный, квазимикроскопический и диссоциативный характер разрушения. В хрупких телах при напряжениях, превышающих предельные значения, должны наступить разрушение, диспергирование, однако вопрос о поведении хрупких тел при нагружении выше динамического предела упругости не ясен. Также не исследован важный для построения реалистической модели разрушения вопрос об изменении прочностных свойств керамики по мере внедрения в нее ударника. Для создания модели хрупкого разрушения керамических материалов в диапазоне артиллерийских скоростей целесообразным представляется использовать в модели константы, связанные как с поведением керамик при квазистатическом нагружении, так и константы, полученные в ударно-волновых экспериментах и по высокоскоростному прониканию [2, 5, 6, 14–20].

В случае дополнительной защиты керамики металлической пластиной с лицевой и тыльной стороны интенсивность дробления керамики в зоне контакта существенно возрастает, а прогиб металлических пластин происходит как в направлении удара, так и в направлении, противоположном вектору скорости ударника. Это отражает рентгенограмма, приведенная на рис. 2.13.

По характеру деформирования ударника можно заключить, что пластины из композиционных материалов оказывают основное сопротивление прониканию ударника при взаимодействии.

Определяющие параметры сквозного пробивания высокопрочных композитов, а также характеристики осколочного потока за ними связаны с реализуемым механизмом разрушения материала. При переходе к слоистым конструкциям с керамическими составляющими, где на процесс взаимодействия оказывают влияние чередование и относительная толщина слоев, одним из основных регистрируемых кинематических

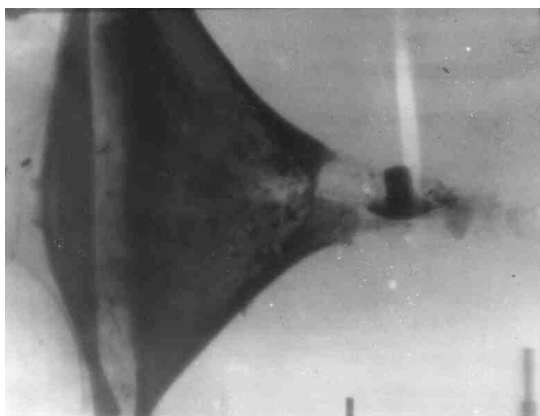


Рис. 2.13. Рентгенограмма пробития слоистой конструкции (Ti+V₄C+Ti)

параметров является скорость остатка ударника за преградой. Для приведения к обобщенной системе использована координата эквивалентной толщины $b_{\text{эКВ}}$, соответствующая весу слоистой преграды на единицу площади, с учетом удельной плотности входящих материалов, по следующему соотношению:

$$b_{\text{эКВ}} = \left(\sum_{K=1}^n \rho_K b_K \right) / \rho_{M(\text{max})}, \quad (2.2)$$

где ρ_K и b_K – плотность материала и толщина слоя керамики и металла, входящих в сборку; $\rho_{M(\text{max})}$ – максимальное значение плотности из всех материалов, входящих в сборку. Эффективность η сопротивления конструкции динамическому нагружению при скорости удара V_0 оценивалась функциональной зависимостью [32]

$$\eta(b_{\text{эКВ}}) = f((V_0 - V_{\text{ост}}) / V_0),$$

причем диапазон изменения η равен $0 \leq \eta \leq 1$, а $\eta = 1$ соответствует случаю отсутствия сквозного пробития преграды. В табл. 2.5 приведены экспериментальные данные остаточной скорости ударника $V_{\text{ост}}$ после пробития керамических пластин, а также слоистых конструкций с керамическим слоем. Функциональная зависимость $\eta = \eta(b_{\text{эКВ}})$, построенная по экспериментальным данным, представлена на рис. 2.14.

Таблица 2.5

Экспериментальные данные остаточной скорости ударника за слоистой преградой с керамическим слоем

Преграда	$\rho_0, \text{г/см}^3$	$b_{К2}, \text{мм}$	$V_{0.}, \text{м/с}$	$V_{ост.}, \text{м/с}$	η
SiC	3.0	9	767	637	0.17
Al ₂ O ₃	3.8	7	755	578	0.23
B ₄ C	2.4	11	760	521	0.31
SiC+Ti		9+2	751	480	0.34
Al ₂ O ₃ +Ti		7+2	760	563	0.26
Ti+SiC+Ti		11+2	759	334	0.56

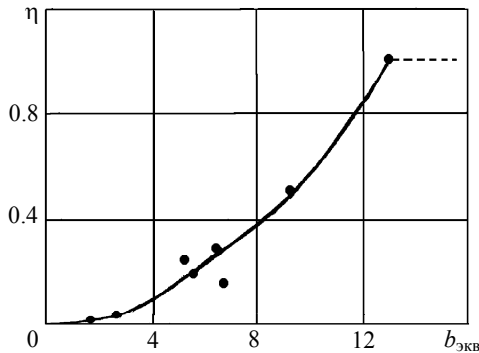


Рис. 2.14. Функциональная зависимость эффективности конструкции, определяемая по остаточной скорости ударника за преградой

Анализ приведенных экспериментальных исследований свидетельствует о том, что эффективность η слоистой конструкции в сочетании со слоями из композиционных материалов определяется как прочностными свойствами композитов, так и их толщиной и местом расположения в сборке.

По экспериментальным данным и формуле (2.2) проведена оценка эффективности керамики и композитов в широком диапазоне изменения скорости удара, которая представлена на рис. 2.15 [33–35]. Здесь введены обозначения: 1 – экспериментальная усредненная зависимость для керамики Al₂O₃ при скоростях удара менее 2 км/с; 2 – ZrO₂; 3 – КВП-98 (корунд); 4 – Al₂O₃; 5 – (TiB₂+B₄C); 6 – (Ti C+NiCr), 7 – Al₂O₃ (АД85) [6]. Эксперименты проводились с использованием следующих ударни-

ков: 1 – штатная пуля 7.62 мм; 2–6 – шар; 7 – стержень. Видно, что максимальная эффективность керамики соответствует скоростям удара до 1 км/с, а с увеличением скорости соударения эффективность понижается. Некоторое повышение эффективности в области скоростей удара 5...6 км/с обнаружено у керамики КВП-98 (корунд) и металлокомпозита (TiB_2+V_4C). Предполагаем, что основной причиной понижения эффективности является падение прочности материала из-за разрушения керамик в ударной волне, распространяющейся впереди поверхности контакта «ударник – преграда».

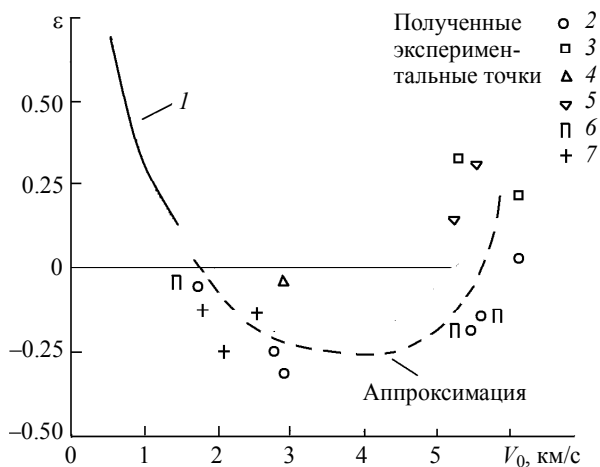


Рис. 2.15. Эффективность керамик и композиционных материалов при взаимодействии с высокоскоростными ударниками

2.3. Анализ эффективности ударников из композитов ВНЖ при ударе по разнесенным преградам

В связи с интенсивным освоением космоса и длительностью пребывания космической техники на орбите и в межпланетном пространстве увеличивается вероятность встречи космических летательных аппаратов с метеороитами и техногенным космическим мусором [36]. Достаточно крупные частицы могут причинить серьезные повреждения или даже вывести космический аппарат из строя. Наиболее распростра-

ненный вариант противометеоритной защиты состоит в том, что на некотором расстоянии от основной конструкции помещается несколько разнесенных оболочек-экранов. Среди «космического мусора» могут быть самые разнообразные фрагменты объектов и осколки различной формы из различных материалов. При экспериментальных методах исследования процессов взаимодействия защитных конструкций с высокоскоростными частицами требуется широкий набор ударников из материалов, отличающихся разнообразными физико-механическими свойствами, в том числе высокой прочностью, твердостью и вязкостью разрушения. В связи с этим возникает необходимость проведения широко-масштабных экспериментальных исследований и численных оценок прогнозирования последствий столкновения разнесенных конструкций с высокоскоростными частицами [37].

Ниже представлены данные экспериментальных исследований взаимодействия ударников из композиционных материалов с комбинированными преградами (монолитными, экранированными, разнесенными) в диапазоне скоростей удара 1.7...1.8 км/с. Применялись образцы компактных ударников, полученные из смеси порошков вольфрама, никеля и железа (ВНЖ) в лабораторных условиях по СВС-технологии порошковой металлургии, при этом использовался расширенный состав порошков с изменением содержания вольфрама от 70 до 95 вес.% [13, 22]. В табл. 2.6 приведены значения плотности и микротвердости всех типов исследуемых образцов, где цифра в обозначении соответствует процентному содержанию вольфрама. Масса ударника всех типов выдерживалась постоянной, равной (2.60±0.02) г.

Таблица 2.6

Характеристики исследуемых сплавов ВНЖ

Тип материала	ВНЖ-90(М)	ВНЖ 95	ВНЖ 80	ВНЖ 90	ВНЖ 90Ш	ВНЖ 70
Плотность ρ , г/см ³	14.4	15.3	13.2	14.5	18.6	11.8
Микротвердость, кГ/мм ²	490	300	360	310	-	

Эффективность ударников из композиционных материалов на основе соединения ВНЖ оценивалась по измеренной в экспериментах суммарной глубине проникания в монолитные и разнесенные преграды. Наличие нескольких пространственно разнесенных друг от друга преград усложняет условия функционирования ударника из-за чередую-

щихся циклов «сжатие – разгрузка» на каждой преграде и в возможном разрушении уже на первой. Для экспериментального сопоставления эффективности ударников использовалась следующая схема разнесения: первая, вторая и третья пластины выполнены из алюминиевого сплава Д16 толщиной соответственно 6, 16 и 16 мм и располагались с зазором 50 мм между ними [38]. Четвертая пластина была полубесконечной. Скорость соударения соответствовала предполагаемому началу волнового дробления ударников и составила 1.7...1.8 км/с. Результаты экспериментов по суммарной глубине пробития разнесенных преград приведены в табл. 2.7.

Таблица 2.7

**Регистрируемые параметры в экспериментах по пробитию разнесенных
алюминиевых пластин ударниками из композита ВНЖ**

Материал ударника	Первая пластина	Вторая пластина	Третья пластина	Четвертая пластина
ВНЖ-30(Ш) $V_0 = 1.720$ км/с	$b = 6$ мм, пробита	$b = 16$ мм, пробита	$b = 16$ мм, пробита	$b = 16$ мм, $L_k = 6.5$ мм
ВНЖ-90(М) $V_0 = 1.754$ км/с	$b = 6$ мм, пробита	$b = 16$ мм, пробита	$b = 16$ мм, $L_k = 4.8$ мм	
ВНЖ-95 $V_0 = 1.714$ км/с	$b = 6$ мм, пробита	$b = 16$ мм, пробита	$b = 16$ мм, $L_k = 10.6$ мм	
ВНЖ-90 $V_0 = 1.729$ км/с	$b = 6$ мм, пробита	$b = 16$ мм, пробита	$b = 16$ мм, $L_k = 1.5$ мм	
ВНЖ-80 $V_0 = 1.711$ км/с	$b = 6$ мм, пробита,	$b = 16$ мм, пробита	$b = 16$ мм, $L_k = 10.3$ мм	
ВНЖ-70 $V_0 = 1.700$ км/с	$b = 6$ мм, пробита	$b = 16$ мм, пробита	$b = 16$ мм, пробита	$b = 16$ мм, $L_k = 1$ мм

Примечание: В первом столбце таблицы обозначен тип исследуемого материала ударника. В первой строчке – порядковый номер листа конструкции с указанием – пробит он или не пробит. Если лист не пробит, то для него указывается глубина проникания L_k .

Для иллюстрации характерных размеров пробоин пластин из алюминиевого сплава Д16 и их вида на рис. 2.16 представлены фотографии лицевых поверхностей образцов разнесенной конструкции после ударного взаимодействия с элементом из сплава ВНЖ-80. Толщина соответственно: $b_1 = 6$ мм; $b_2 = 16$ мм, $b_3 = 16$ мм. Скорость удара 1711 м/с. Удар по нормали.

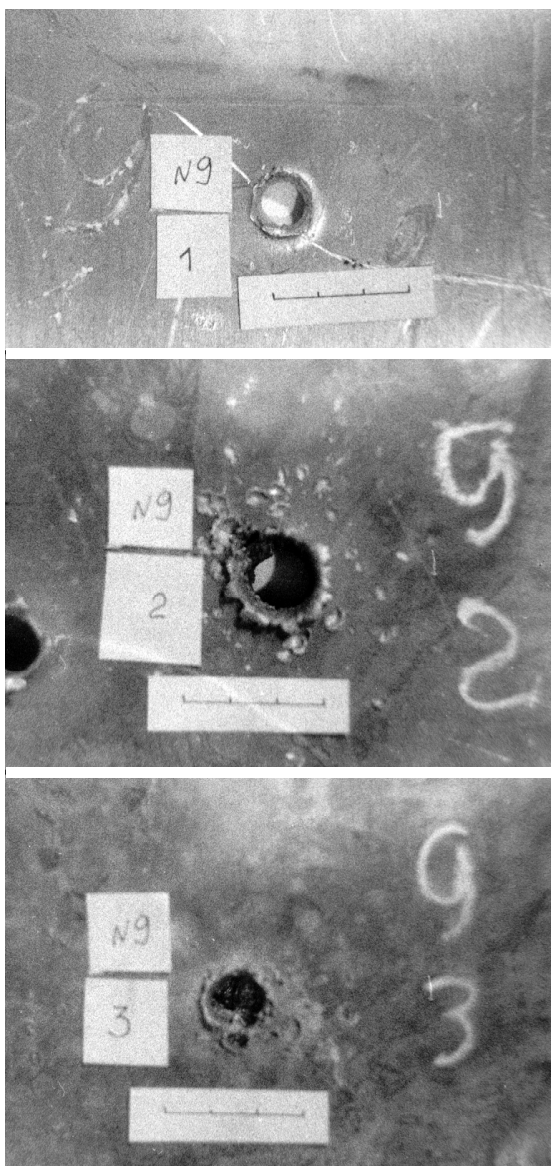


Рис. 2.16. Фотографии образцов пластин разнесенной конструкции

Эффективность ударника оценивается по суммарной глубине проникания. Ударник из штатного сплава ВНЖ-90(Ш) при скорости удара 1815 м/с проникает в толстую плиту из алюминиевого сплава Д16 (НВ30) на глубину $L_k = 18.3$ мм. Экран из сплава Д16М (НВ 48) толщиной 6.0 мм, расположенный перед плитой, при данной скорости снижает глубину проникания ударника во вторую плиту до $L_{k2} = 14.6$ мм. Однако суммарная глубина проникания, с учетом толщины экрана, увеличилась и равна $L_{kc} = 20.6$ мм.

Выявленная тенденция сохраняется и при переходе от экранированных к разнесенным преградам – суммарная глубина проникания в разнесенные преграды больше, чем в экранированные и полубесконечные. Так, ударник из сплава ВНЖ-90М интенсивно раздробился на первой алюминиевой пластине и показал наименьшую эффективность при суммарной глубине проникания 26.8 мм. Ударник из сплава ВНЖ-95 дробился менее интенсивно на первой алюминиевой пластине – суммарная глубина проникания 32.6 мм. Наиболее интенсивное дробление на первой алюминиевой преграде соответствует ударнику ВНЖ-90, суммарная глубина проникания 23.5 мм, для ударников ВНЖ-80 и ВНЖ-70 она равна соответственно 32.3 и 39 мм.

Из анализа данных экспериментов и результатов численного моделирования [8, 14, 16, 25, 27, 38, 51] выявлена основная тенденция увеличения проникающей способности в алюминиевые преграды компактных ударников из сплава ВНЖ с увеличением усредненной плотности композиционного материала. Повышенную эффективность ударника из ВНЖ-70, по-видимому, можно объяснить не только высоким уровнем показателей комплекса физико-механических свойств этого материала, но и физико-химическими свойствами процесса высокоскоростного взаимодействия данных материалов. Ударник из ВНЖ-70 проникает в преграду не только за счет кинетической энергии, но и за счет повышения химической активности с алюминием элементов железа и никеля, доля которых в этом сплаве выше, чем в других исследуемых сплавах. Железо и особенно никель при взаимодействии с алюминием дают очень устойчивые интерметаллиды, а их образование сопровождается значительным экзотермическим эффектом. При высокоскоростном деформировании, по мере внедрения ударника в преграду, в зоне контакта на границе раздела возникают условия механического перемешивания приповерхностных слоев взаимодействующих материалов (механоактивация) с выделением достаточно высокой энергии в контактной зоне за

счет химического (электронного) взаимодействия. Это приводит к тому, что за счет контактной реакции между материалами ударника и преграды проявляется повышенная проникающая способность ударника из ВНЖ-70.

Таким образом, экспериментально исследовано поражающее действие компактных ударников из композита ВНЖ с различным содержанием весовых долей компонентов вольфрама, никеля и железа при высокоскоростном ударе по конструкциям из многослойных, пространственно разнесенных алюминиевых пластин. Показано, что суммарная глубина проникания в разнесенные преграды из алюминиевых сплавов растет с ростом плотности сплава ВНЖ (варианты ВНЖ 95, ВНЖ-90(Ш)). Вместе с тем вариант с ударником ВНЖ-70 (глубина проникания 39 мм) показывает, что понижая плотность (11.8 г/см^3) и одновременно варьируя параметры твердости и пластичности материала, можно достигать предельных величин глубины проникания в области скоростей удара, соответствующих вероятному волновому дроблению ударника.

2.4. Разрушение конструкций с керамическим слоем высокоплотными стержневыми ударниками

Для установления противоударной эффективности композиционных материалов проведены экспериментальные исследования по взаимодействию ударника из сплава ВНЖ-90 диаметром 6 и длиной 60 мм с комбинированной преградой, включающей слои из керамики [29, 32, 39]. В первом варианте преграда состояла из цилиндра диаметром и длиной 120 мм из стали 30. Во втором – на преграду с лицевой стороны приклеивалась керамическая пластинка из корунда Al_2O_3 толщиной 7.2 мм. В третьем – сборка второго варианта с лицевой стороны дополнена стальной пластиной толщиной 3.3 мм. В четвертом случае в сборке третьего варианта вместо керамики использовалась металлокерамика комбинированного строения на основе TiB_2 и V_4C . Экспериментальные данные, усредненные по нескольким опытам, представлены в табл. 2.8. Здесь: L_k – глубина проникания стержня в стальной блок; $L_{кэ\text{кв}}$ – суммарная глубина проникания в эквиваленте стали на единицу площади. Приведенные данные свидетельствуют о повышенной противоударной стойкости металлокерамики.

Таблица 2.8

**Параметры проникания стержней из ВНЖ-90
в слоистые преграды с керамическими составляющими**

V_0 , м/с	Преграда	Толщина, мм			L_k , мм	$L_{кэВ}$, мм
		1	2	3		
1370	сталь 30	п/б			48	48.0
1381	Al_2O_3 +сталь 30	7.2	п/б		47	51.4
1393	сталь 3+ Al_2O_3 +сталь 30	3.3	7.2	п/б	42	48.7
1369	сталь 3+(TiB_2+V_4C)+ сталь 30	3.3	9.7	п/б	30	36.2

На рис. 2.17 приведены фотографии разреза кратеров в стальной преграде для рассмотренных вариантов.

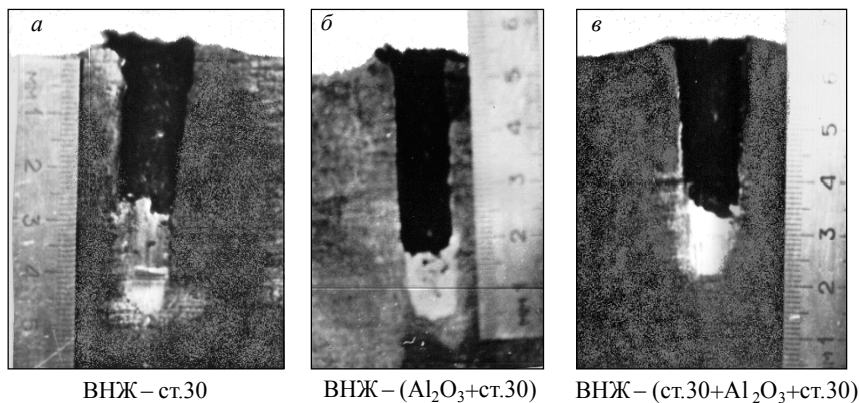


Рис. 2.17. Разрез кратеров в массивной стальной преграде при высокоскоростном ударе стержнями из сплава ВНЖ-90 по комбинированным сборкам

Характер проникания высокоплотного ударника в стальную массивную преграду фактически не меняется – формируется удлиненный кратер, на дне которого отчетливо виден остаток ударника. Можно отметить, что структура материала остатка ударника неоднородна. В зоне контакта ударник сильно деформирован, материал свободного тыльного конца по структуре близок к первоначальному.

Выявлена динамика проникания высокоскоростных стержневых ударников в многослойные преграды с промежуточными керамическими слоями и рассмотрены механизмы разрушения взаимодействующих

тел. Экспериментальные исследования высокоскоростного проникания ударников из сплава ВНЖ-90 и их запреградных характеристик проведены на слоистых преградах, содержащих керамический слой [29, 32]. В первом варианте цилиндрический ударник диаметром $d_0 = 6$ мм и длиной $l_0 = 48$ мм с начальной скоростью $V_0 = 1345$ м/с взаимодействовал с конструкцией, которая состояла из лицевой стальной пластины толщиной 4 мм и пластины из керамики (карбид кремния) толщиной 15 мм. Во втором варианте преграда с тыльной стороны усилена стальной пластиной толщиной 15 мм. Исходные характеристики материалов приведены в табл. 2.1. В эксперименте фиксировались начальная скорость ударника, скорость его остатка за преградой и остаточная длина ударника. На рис. 2.18, *а* представлены рентгенограммы процесса деформирования и разрушения ударника и преграды, характерные для первого варианта. Наблюдается интенсивное дробление керамики. Во втором варианте характер разрушения резко меняется, за преградой наблюдается поток осколков раздробленной керамики, которые радиально смещаются под действием ударника и группируются в основном около ударника (рис. 2.18, *б*).

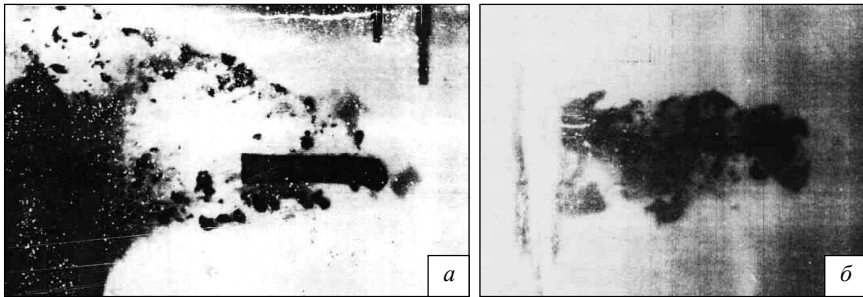


Рис. 2.18. Рентгенограммы пробития сборок с керамическими слоями:
а – сборка – «сталь + SiC»; *б* – сборки «сталь + SiC + сталь»

Напряженно-деформированное состояние и характер разрушения взаимодействующих тел установлены по результатам численного моделирования, в основу которого заложена упругопластическая модель среды с учетом изменения пористости, служащей мерой поврежденности материала [14, 27, 29]. Применен комбинированный подход к расчету разрушения, в котором учитывается два типа повреждаемости материала – отрывной и сдвиговой механизмы разрушения [41]. Численно

поставленная задача решалась методом конечных элементов [42]. Начальная скорость удара $V_0 = 1357$ м/с. На рис. 2.19 представлены хронограммы процесса взаимодействия и зависимости скорости заднего торца ударника (кривая 1) и скорости контактной поверхности (кривая 2) от времени для первого типа преграды. Кривая 3 характеризует силу осевого сопротивления преграды.

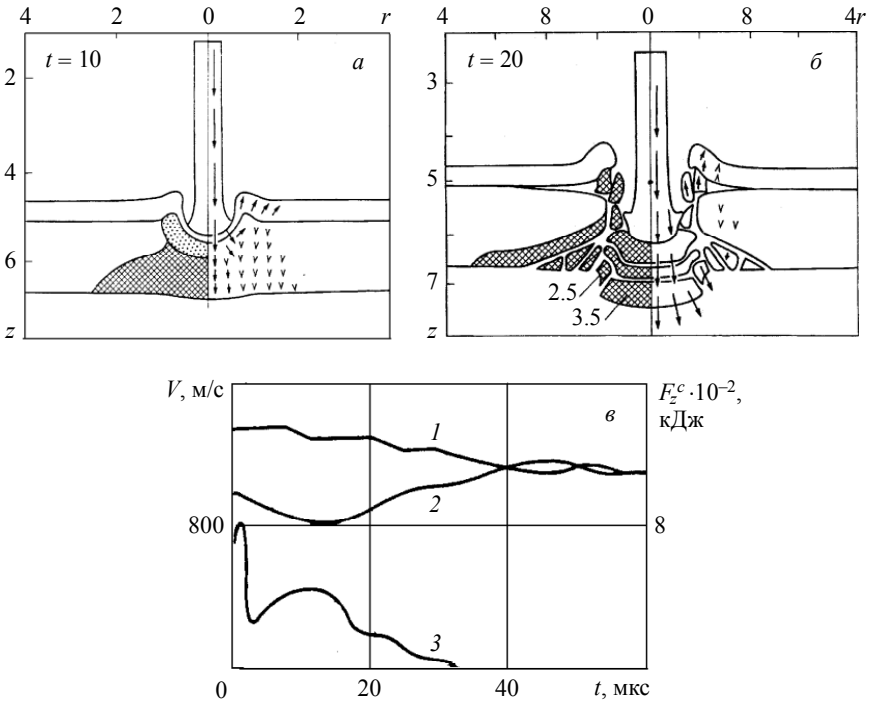


Рис. 2.19. Хронограммы и график изменения кинематических и энергетических характеристик процесса внедрения стержня в двухслойную преграду «сталь + керамика»

Ярко выраженные ступеньки на кривой 1 соответствуют отражениям упругих волн в стержне от его лицевого торца. К моменту времени 10 мкс (см. рис. 2.19, а) ударник практически прошел лицевой стальной слой и в керамике сформировалась область разрушения. В последующие времена взаимодействия (рис. 2.19, б) наблюдается дробление ке-

рамического слоя в периферийных от оси зонах и разрушение откольного типа под ударником. Скорость разлета фрагментов различна по величине и направлению, а запреградное осколочное облако разрушенной керамики представляет собой множество осколков очень низкой пространственной плотности, практически облако пыли. Подобная картина наблюдается в эксперименте, представленном на рис. 2.18, *а*. Падение скорости контактной поверхности наблюдается до времени 13 мкс, а сила сопротивления достигает максимальной величины (см. рис. 2.19, *в*). С этого момента отмечается интенсивное разрушение керамического слоя, что объясняет увеличение скорости контактной поверхности и падение силы сопротивления в последующие моменты времени. Скорости в ударнике выравниваются к 40 мкс, а сила сопротивления падает до нулевого значения. В эксперименте скорость ударника после пробития двухслойной сборки за керамическим слоем составила $V_z / V_0 = 0.83$ (в расчетах $V_z / V_0 = 0.80$), а остаточная длина ударника соответственно $-l_z / l_0 = 0.77$ ($l_z / l_0 = 0.77$).

На рис. 2.20 представлены подобные зависимости для второго типа преграды. Зависимость скорости заднего конца стержня (кривая 1) на начальном участке идентична соответствующей зависимости предыдущего варианта, а в дальнейшем характеризуется более резким снижением из-за торможения в тыльном стальном слое. Можно отметить, что в момент времени 10 мкс (рис. 2.20, *а*) интенсивность разрушения керамического слоя в этом случае ниже, чем в предыдущем варианте, что объясняется его работой в условиях сжатия из-за стальной подложки с тыльной стороны. Ко времени 20 мкс (рис. 2.20, *б*) процесс разрушения керамического слоя почти идентичен в обоих вариантах, а отличие заключается в уплотнении керамики под ударником, в то время как в первом варианте наблюдается разлет осколков керамики. Заключительный этап взаимодействия (рис. 2.20, *в*) характерен тем, что тыльный стальной слой разрушается по типу сдвиговых пластических деформаций и фрагменты группируются вдоль траектории полета ударника.

Идентично растянуто во времени и падение скорости контактной поверхности. Сила осевого сопротивления имеет дополнительный максимум, соответствующий началу проникания ударника в тыльный стальной слой (момент времени 27 мкс), и объясняет усиление торможения переднего торца ударника (кривая 2). Выравнивание скоростей переднего и тыльного торцов ударника наблюдается к моменту времени 70 мкс, и процесс пробития преграды закончен. В эксперименте ско-

рость ударника за трехслойной преградой составила $V_z / V_0 = 0.65$ (в расчетах $V_z / V_0 = 0.57$), а остаточная длина ударника – $l_z / l_0 = 0.24$ (в расчетах $l_z / l_0 = 0.26$).

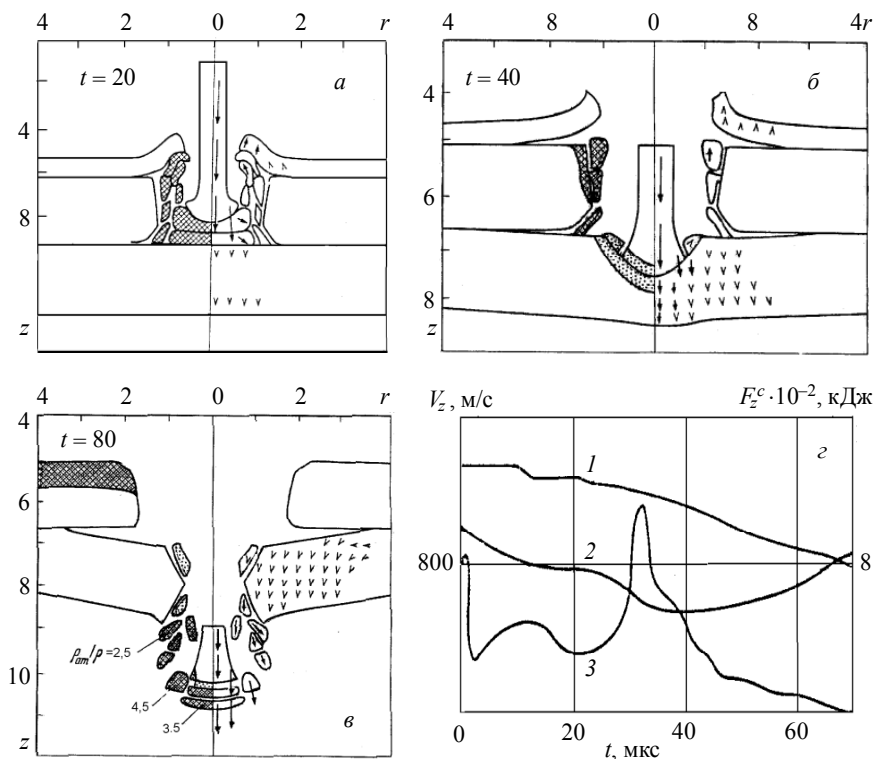


Рис. 2.20. Хронограммы и график изменения кинематических и энергетических характеристик процесса внедрения стержня в трехслойную преграду «сталь + керамика + сталь»

2.5. Исследования защитных свойств стеклопластиков

При конструировании защитных элементов для легкобронированной техники и личного состава широко используются высокопрочные керамики типа Al_2O_3 , B_4C , SiC , AlN и др. Однако одни из них обладают относительно большим удельным весом, другие требуют дорогостоящей технологии для изготовления. Экспериментальные исследования про-

бивной способности пуль стрелкового оружия и противоударной стойкости элементов бронежилетов выявили усиление защитных свойств конструкции из легких металлов и сплавов при дополнительном использовании накладок из стеклопластиков. На рис. 2.21 представлена зависимость изменения предельной скорости пробития штатной пули от толщины лицевого защитного покрытия, выполненного из стеклотекстолита марки СТЭК, КАСТ-В. Левая крайняя точка характеризует предельную начальную скорость пробития защитного устройства без лицевого покрытия ($V_0 = (693 \pm 5) \text{ м/с}$), а правая – с лицевой пластиной толщиной 3 мм ($V_0 = (750 \pm 5) \text{ м/с}$) [42, 43]. В результате проведенных опытов установлено, что нанесение защитного слоя из стеклопластика с высокими прочностными характеристиками на сжатие на лицевую поверхность металлической пластины с высокой твердостью ($HV 300 - 400$) обеспечивает повышение противоударной стойкости за счет потери кинетической энергии на деформационные процессы самой пули и конструкции. При контакте пули с защитным стеклопластиком на начальной стадии взаимодействия происходит радиальное деформирование головной части пули, что приводит к увеличению площади контакта. Сила сопротивления при проникании пули в преграду пропорциональна давлению, являющемуся функцией скорости внедрения и площади контакта [44].

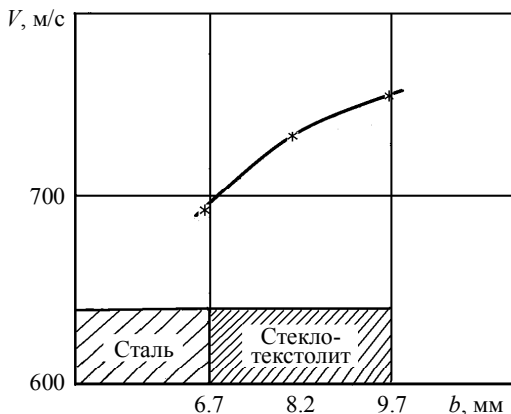


Рис. 2.21. Зависимость предельной скорости пробития сборки от толщины лицевого текстолитового слоя

Вследствие этого сила сопротивления внедрению со стороны металлической пластины увеличивается, что обеспечивает интенсивное затухание скорости внедрения пули. Фотография лицевой поверхности титановой пластины толщиной 6.7 мм (*НВ* 300) после воздействия пулей со скоростью 670 м/с представлена на рис. 2.22. В месте контакта пули с титановой пластиной без защитного слоя произошло ее сквозное пробитие по типу выбивания «пробки». В случае, когда титановая пластина защищена с лицевой стороны стеклотекстолитовым слоем толщиной 2 мм, вокруг места контакта наблюдаются сколы, сквозное пробитие отсутствует.



Рис. 2.22. Вид титанового элемента бронезилета без защитного слоя (отверстие вверху) и с защитным покрытием (скол внизу)

Экспериментально выявлена перспектива использования материалов на основе стеклообразующих окислов. Однако в связи со сложившимися стереотипами в производстве бронезащитных элементов до настоящего времени эти составляющие серьезно не рассматривались. На основе проведенных исследований в системах $\text{MgO-MnO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-TiO}_2$, $\text{LiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-TiO}_2$ разработана стеклокерамика, по своим характеристикам удовлетворяющая возможности использования ее при проектировании защитных панелей [45–47]. Стеклокерамика устойчива к воздействию агрессивных факторов внешней среды, не требует особых

условий хранения и транспортировки, поддается высокоточной механической обработке с использованием алмазного инструмента. Наиболее перспективными представляются кордиеритовая и сподуменовая стеклокерамики, механические свойства которых представлены в табл. 2.9.

Таблица 2.9

Физико-механические характеристики стеклокерамик

Характеристики, единицы измерения	Стеклокерамика	
	кордиеритовая	сподуменовая
Плотность, кг/м ³	2600...2700	2500...2600
Прочность при сжатии, МПа	1500...1600	1300...1400
Удельная ударная вязкость, кДж/м ²	12.0...15.0	35...40
Модуль упругости, ГПа	150	100

С целью оценки прочностных характеристик сподуменовой стеклокерамики на баллистическом стенде были проведены ее испытания. В качестве основной преграды выбрана алюминиевая плита, на лицевую поверхность которой помещались «стеклокерамические» пластинки. Ударник – штатная пуля калибром 7.62 мм. Результаты экспериментов представлены в табл. 2.10.

Таблица 2.10

Результаты тестовых испытаний стеклокерамики

Керамический образец	b , мм	ρ_0 , г/см ³	Результат испытания
Отсутствует	—	—	Кратер: $L_k = 36$ мм
Стеклокерамика	9.4	2.58	Кратер: $L_k = 6$ мм
Стеклокерамика	9.4	2.58	Кратер: $L_k = 8.5$ мм
Al ₂ O ₃	7.2	1.47	$L_k = 1$ мм
Сборка: В ₄ С + ВТ ₄	В ₄ С – 5.8; ВТ ₄ – 3	В ₄ С – 2.44; ВТ ₄ – 4.5	Вмятина: $D = 20$ мм, $L_k = 1$ мм

Анализ результатов экспериментов показывает, что в ударнике не возникает областей поврежденности в течение всего процесса взаимодействия. В пластинах стеклокерамики разрушения формируются непосредственно в области воздействия ударника. Кроме того, как и в других керамиках, также за счет волнового фактора формируются области поврежденности на тыльной поверхности стеклокерамики вблизи оси симметрии. В периферийной области с тыльной стороны пластин стек-

локерамики также формируются зоны поврежденности и тыльный слой материала стеклокерамики интенсивнее разрушается с максимумами в области контакта с ярко выраженным максимумом деформации (материал разрушается до состояния «песка»). Со временем, с образованием локальных экстремумов, уровень поврежденности пластины увеличивается и наблюдается тенденция к полному макроразрушению под действием распространяющейся сети разветвленных трещин, что качественно соответствует конечному результату эксперимента, представленному на рис. 2.23.



Рис. 2.23. Фрагменты разрушенного образца стеклокерамики и закаленный стальной сердечник пули (в центре) после испытания

Представленные результаты баллистических экспериментов показывают преимущество защитных свойств композиционных материалов комбинированного строения перед традиционными металлическими и из различных сплавов. Это объясняется свойствами структуры материалов, проявляющихся при существенно ударно-волновом характере процессов, сопровождающих высокоскоростное взаимодействие.

2.6. Имитационная модель проникания стержневых ударников в керамику

Разработка микромеханических моделей разрушения керамических материалов при динамических нагрузках связана с большими трудностями физического и вычислительного плана. Эффективным методом является экспериментально-теоретический подход, основанный на анализе результатов численных расчетов и использовании аксиомных допущений, которые строятся на основе экспериментальных данных [8, 14–17, 25, 29, 35, 46].

Широкое распространение получили модели, рассматривающие керамику в процессе разрушения как упругопластическую среду с изменяющимся пределом текучести в зависимости от начальных и текущих физико-механических свойств керамики (модуля упругости, плотности, температуры, относительного объема трещин и др.) и от условий нагружения (давления, скорости деформации) [55–59]. Другое направление – предел текучести керамики – рассматривается как величина, соответствующая двум предельным состояниям: исходному, когда разрушение отсутствует (цельная керамика), и конечному, когда она полностью разрушена (измельчена). Уровень разрушения характеризуется коэффициентом, который можно рассматривать как дополнительную характеристику состояния среды. Его величина определяется в зависимости от действующего давления, скорости деформации и других параметров.

Оценка глубины проникания стержневых ударников в полубесконечные керамические преграды проводилась по имитационной модели, разработанной на основе модифицированной гидродинамической модели бронепробивания [48]. Основные соотношения, описывающие процесс высокоскоростного взаимодействия ударника с преградой, представлены системой соотношений [48–50]:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{\sigma^d}{\rho_p l(t)},$$

$$\frac{dl}{dt} = -(V - U),$$

$$dL_k = U dt,$$

$$\frac{1}{2} A \rho_p (V - U)^2 + \sigma^d = \frac{1}{2} \rho_t U^2 + S_t, \quad (2.3)$$

где ρ_p и ρ_t – плотность материала ударника и преграды соответственно; V , l – текущая скорость свободного конца стержня и его длина; U – скорость контактной поверхности; L_k – глубина проникания; σ^d – динамический предел текучести ударника; S_t – прочностная характеристика материала преграды; A – степень динамического сжатия, определяемая из ударной адиабаты материала ударника $D_V = c_0 + su$. Значения констант c_0 и s соответствовали величинам, приведенным в работе [50]. Возможность использования данного подхода для описания внедрения стержневых ударников в хрупкие керамические материалы в инженерном приближении ранее проведена в [14, 27, 50]. Задача рассматривалась при заданных начальных условиях: $V(0) = V_0$, $l(0) = l_0$, $L_k = 0$.

В инженерных расчётах на прочность преград при динамических нагрузках основной характеристикой сопротивления материала высокоскоростному прониканию выбран предел упругости Гюгонио σ_{HEL} и связанные с ним динамический предел текучести σ^d материала ударника и динамическая твёрдость H_D материала преграды [15, 26, 48, 57]. Применение данных характеристик в качестве определяющих параметров для преград из керамики имеет особенности, связанные с многообразием процессов деформирования и разрушения хрупких материалов. В керамике разрушение может произойти в ударной волне, когда давления достигнут предела упругости Гюгонио. В этом случае могут возникнуть условия, когда ударник проникает в раздробленный материал преграды [2, 14, 25, 27, 35, 42].

Эксперименты по ударно-волновому нагружению керамики свидетельствуют о том, что разрушение керамики не является событием мгновенной потери сплошности материала при достижении критической нагрузки [14, 15, 27, 42]. Необходимо время, за которое микропараметры напряженного и деформированного состояния, достигшие предельного уровня, накапливают такие изменения, в результате которых материал дробится на фрагменты (разрыхляется), его несущая способность падает и, наконец, наступает разрушение. Это проявляется, например, в том, что на начальной стадии взаимодействия головная часть ударника интенсивно деформируется в радиальных направлениях, а керамическая пластина остается неповрежденной.

Со временем под действием интенсивной динамической нагрузки первоначально целостная керамика начинает разрушаться на фрагменты различной величины. Образование фрагментов является следствием распространения в материале сети хаотически ориентированных тре-

щин. Интенсивность фрагментации и скорость распространения фронта разрушения определяются двумя основными процессами. Во-первых, собственно скоростью распространения одиночных трещин, которая лежит в диапазоне примерно $0.2 \dots 0.4c_0$, где c_0 – скорость продольной упругой волны в целостной керамике [51, 52]. Во-вторых, интенсивностью образования центров растрескивания, в которых трещины инициализируются, и скоростью, с которой область, охваченная центрами инициализации трещин, распространяется от места ударного нагружения. Эта скорость может значительно превышать скорость роста одиночных трещин и ограничивается лишь величиной c_0 [28, 31, 52].

Среда, образованная фрагментами раздробленной керамики, продолжает оказывать значительное сопротивление деформированию. Это сопротивление связано с тремя основными факторами: с продолжающимся упругим деформированием самих фрагментов, затратами энергии на их дальнейшее разрушение и преодолением трения, действующего между фрагментами. Через некоторый промежуток времени напряженно-деформированное состояние накапливает такие изменения, в результате которых керамика разрыхляется, ее сопротивление прониканию падает [27]. Поведение керамических материалов, в отличие от металлов и сплавов, может быть смоделировано двумя предельными состояниями – неповрежденной (упругой) и полностью раздробленной (сыпучей) средой [28, 40, 51].

Модель разрушения керамики строится, исходя из предположения о том, что компоненты тензора напряжений могут быть выражены в виде линейной комбинации таких сочетаний, которые при тех же условиях деформирования возникали бы соответственно в упругой σ_{ij}^e и сыпучей σ_{ij}^f средах:

$$\psi_{ij} = \eta \sigma_{ij}^e + (1 - \eta) \sigma_{ij}^f, \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (2.4)$$

где ψ – эмпирическая функция, зависящая от среднего размера фрагментов, степени неоднородности поля скоростей деформации и гидростатического давления. Коэффициент η характеризует степень разрушения, монотонно изменяется и в упругой и сыпучей средах принимает значения 0 и 1 соответственно. В общем случае прочностное сопротивление прониканию может быть определено через эти два состояния [15, 50]:

$$S = (1 - \eta)H_D + \eta R. \quad (2.5)$$

Здесь H_D – динамическая твердость неповрежденной (упругой) керамики, R – минимальное сопротивление раздробленного (сыпучего) мате-

риала. Оба состояния в рамках рассматриваемой модели являются идеализациями, поскольку в исходный момент времени ($\eta=0$) всегда ограничено прочностными характеристиками (например, динамическим пределом упругости σ_{HEL}), а достижение идеальной раздробленности ($\eta=1$) невозможно, так как требует бесконечно больших затрат энергии.

В общем виде коэффициент η зависит от статических и динамических характеристик керамики и параметров соударения: $\eta = f\{V_0, \rho_k, H_D, R, U(t), L_k, \dots\}$. Для определения коэффициента использована модель [28, 50, 52], в которой учитывается распространение фронта разрушения внутри керамики через два состояния, описанных зонами *a* и *b* на рис. 2.22.

В зоне *a* под действием волны сдвига зарождаются трещины, фронт разрушения распространяется со скоростью поверхностных волн Релея. Процесс разрушения в зоне *b* – результат высокого давления в области неподвижного течения относительно контактной поверхности «ударник – преграда». Обе зоны в процессе внедрения ударника присутствуют одновременно впереди фронта контактной поверхности. Предполагается, что толщина зоны *b* постоянна и равна диаметру ударника. Высокоскоростной удар ассоциируется с зоной *b*, в которой определяется скорость проникания U ударника в преграду. Коэффициент η характеризуется скоростью дробления материала в каждой рассмотренной зоне и оценивается через соотношение [52, 54, 59]

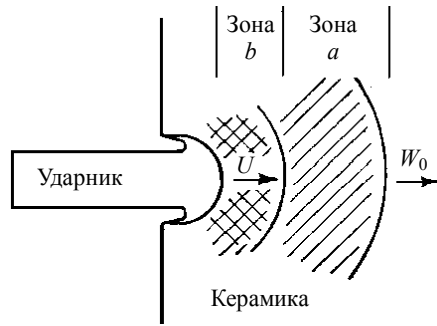


Рис. 2.22. Схема дробления керамики при ударно-волновом нагружении

$$\eta = n_a^*(\sigma_0 - \sigma_K) \left[\frac{L_k - d_0}{U} - \frac{L_k}{W_0} \right] + \frac{1}{4} n_b^* \rho_t U, \quad (2.6)$$

где n_a^* и n_b^* – скорости изменения степени разрушения в каждой зоне соответственно; $\sigma_0 = \rho_t D U$ – амплитуда ударной волны; σ_K – константа материала; L_k – глубина проникания; d_0 – диаметр стержня; ρ_t – плотность преграды; U – скорость проникания; W_0 – скорость поверхностной волны Релея.

Анализ зависимости (2.6) показал, что без особого ущерба для конечного результата расчета глубины проникания, коэффициент η с достаточной степенью точности аппроксимируется соотношением

$$\eta = K_{\eta}(U_0 - U) \frac{t}{d_0}, \quad (2.7)$$

где $U_0 = V_0 / [1 - (\rho_t / \rho_p)]^{1/2} \frac{t}{d_0}$; U – величина скорости проникания в

неразрушенную керамику; K_{η} – коэффициент согласования, который подбирается эмпирическим путем. В частности, для керамик Al_2O_3 , SiC и B_4C хорошо описывается зависимостью $K_{\eta} = 1 - (\sigma_0 / \sigma_{HEL})$. При согласовании коэффициента степени разрушения керамики по соотношениям (2.6) и (2.7) в последнем случае используются следующие физические величины и константы: $n_a^* = 5.0 \cdot 10^{-4} \text{ Па}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [6]; $n_b^* = 5.0 \cdot 10^{-6} \text{ Па}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [26]; $\sigma_0 = 200 \text{ МПа}$ [53]; $\sigma_K = 200 \text{ МПа}$ [53]; $W_0 = 6000 \text{ м/с}$ [55]; $b = 0.10$ [53]; $\mu = 0.145$; $R = 200 \text{ МПа}$ и регулировалась так, чтобы расчетная глубина проникания была подобна данной эксперимента в одной выбранной точке.

При выполнении условия $\eta = 1$ керамический материал считался полностью раздробленным, нормальное напряжение при внедрении ударника в преграду приравнивается к давлению Бернулли при проникании в сыпучий материал, и скорость проникания ударника U понижается только за счет сопротивления среды, учитывающего коэффициент трения между фрагментами среды и гидростатическое давление:

$$S = R + \frac{1}{2} \mu \rho_t U^2(t), \quad (2.8)$$

где R – минимальное сопротивление раздробленного материала; μ – коэффициент трения в сыпучем материале. В этом случае правая часть соотношения (2.3) заменялась на выражение (2.8).

Изложенная выше модель деформирования и разрушения хрупких материалов при ударных нагрузках использована для решения задачи о нормальном соударении стержневых цилиндрических ударников с керамическими преградами. Данная задача возникает в связи с прогнозированием глубины проникания и эффектов разрушения монолитных и слоисто-разнесенных конструкций с керамическими слоями высокоскоростными стержневыми ударниками кинетического действия. Проведены расчеты глубины проникания вольфрамовых стержней удлинением

10 ($d_0 = 6$ мм, $l_0 = 60$ мм) в керамические преграды оксида алюминия Al_2O_3 , карбида кремния SiC , карбида бора B_4C и никелида титана $AlNi$ в зависимости от скорости соударения. Основные характеристики материалов, используемых при моделировании, представлены в табл. 2.1.

На рис. 2.23 представлены изменения во времени вычисленного коэффициента степени разрушения η , скорости проникания U , глубины проникания L_k и остаточной длины вольфрамового ударника в корундовую керамику Al_2O_3 при скорости удара $V_0 = 2.0$ м/с – штриховые линии, и при скорости удара $V_0 = 4.0$ км/с – сплошные линии.

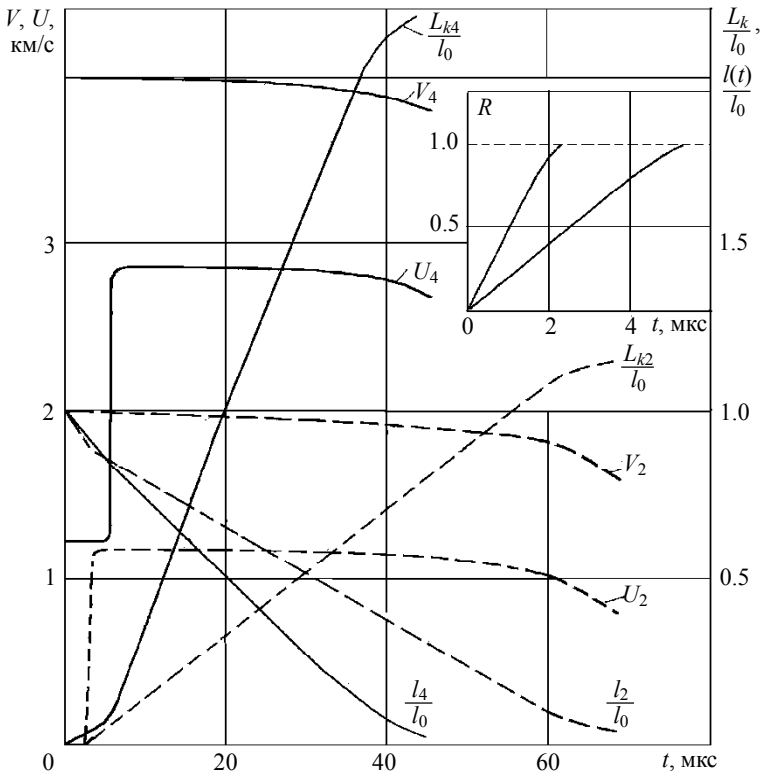


Рис. 2.23. Динамика изменения кинематических и геометрических параметров ударника и кратера в процессе взаимодействия вольфрамового стержня с преградой из корундовой керамики Al_2O_3 . Цифра 2 соответствует скорости соударения 2 км/с; Цифра 4 – соответственно 4 км/с

Расчеты проведены при следующих физических величинах и константах: $\rho_p = 19 \text{ г/см}^3$, $\sigma_K = 1.2 \text{ ГПа}$, $c_0 = 4030 \text{ м/с}$, $b = 1.24$, $\rho_t = 3.5 \text{ г/см}^3$, $H_D = 22 \text{ ГПа}$, $R = 3.6 \text{ ГПа}$, $\mu = 0.3$ [15]. Расчеты свидетельствуют о том, что с увеличением скорости взаимодействия численное значение коэффициента η смещается вправо по временной шкале и достигает предельного значения $\eta = 1$ тем позже, чем выше скорость удара. В предложенной модели учитывается задержка по времени начала процесса проникания стержневого ударника в преграду, что также отражается на изменении скорости контактной поверхности «ударник – преграда» во времени. В дальнейшем глубина проникания линейно пропорциональна времени взаимодействия.

Данные по глубине проникания вольфрамовых ударников в преграды из корундовой керамики Al_2O_3 в зависимости от скорости соударения представлены на рис. 2.24. Результаты расчетов, приведенные на рисунке в виде сплошной линии, хорошо согласуются с экспериментальными данными [26, 65], отмеченными точками. Штриховой линией на рисунке приведены расчетные данные, полученные по модифицированной гидродинамической модели [48] без учета степени дробления η керамики в зоне контакта.

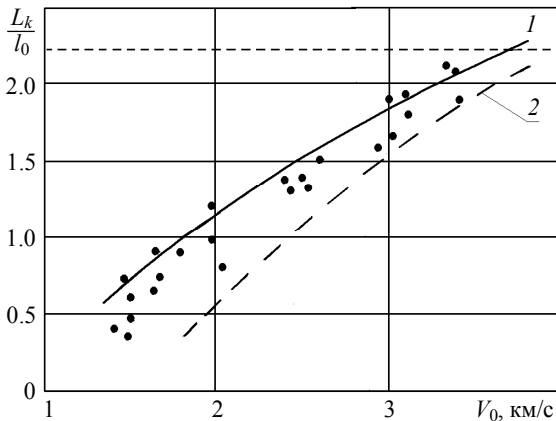


Рис. 2.24. Зависимость глубины проникания вольфрамовых стержней удлинением 10 калибров в преграды из корундовой керамики Al_2O_3

Представленные на рис. 2.24 зависимости свидетельствуют о том, что даже при тщательном подборе величины σ_K в исследованном диапазоне скоростей взаимодействия в последнем случае не удастся получить удовлетворительного согласования по глубине проникания расчетных и экспериментальных данных. Так, например, при скорости удара $V_0 = 2500$ м/с расчеты по данной модели без учета меры разрушения η дали значение $L_k/l_0 = 1.12$, в то время как с учетом η получено соответственно $L_k/l_0 = 1.5$.

На рис. 2.25 приведены расчетные зависимости глубины проникания стержневых ударников из ВНЖ-90 в преграды из композита нитрид алюминия AlN (кривая 1) и карбида бора B_4C (кривая 2), где квадратиками отмечены экспериментальные данные для AlN [30]. Более высокие прочностные характеристики карбида бора B_4C способствуют повышению сопротивления внедрения ударников в материал: кривая 2 расположена ниже кривой 1.

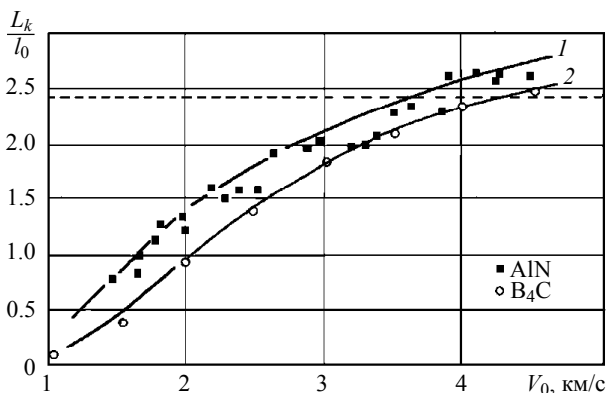


Рис. 2.25. Зависимость глубины проникания вольфрамовых стержней от скорости удара в нитрид алюминия AlN (кр. 1) и карбид бора B_4C (кр. 2)

Во всем интервале изменения скорости удара, от 1 до 5 км/с, получено хорошее согласование расчетных значений и экспериментальных данных по глубине проникания ударников в композит. При расчете глубины внедрения по гидродинамической модели, без учета механизма разрушения композиционного материала, при скорости удара м/с получено значение относительной глубины проникания $L_k/l_0 = 0.6$ в то время как в экспериментах зафиксировано значение $L_k/l_0 = 1.25$.

По имитационной модели выполнены расчеты остаточной скорости и остаточной длины стальных ударников за керамическими пластинами. Ударник представлял собой цилиндр с оживальной головной формой и относительным удлинением 3 и массой 7 г. Тип и толщины керамик представлены в табл. 2.8, где также приведены полученные экспериментально и расчетные значения остаточной скорости и остаточной длины ударника за соответствующей керамической преградой.

Таблица 2.8

Значения остаточных параметров стального ударника за керамическими пластинами

Материал	ρ_0 , г/см ³	b , мм	V_0 , м/с	$V_{ост}$, м/с	$V_{ост,эксп}$, м/с	$l_{ост} / l_0$
SiC	3.0	9	767	637	661	0.77
Al ₂ O ₃	3.8	7	755	578	616	0.62
B ₄ C	2.8	11	760	–	L _к = 1 мм	

Резюмируя вышеизложенное, можно утверждать, что предложенная имитационная модель проникания стержневых ударников в керамические преграды удовлетворительно описывает глубину проникания и конечные параметры ударника за преградой конечной толщины при высокоскоростном взаимодействии. Основное ее достоинство заключается в том, что она требует небольшое число экспериментальных данных и алгоритм расчета довольно просто может быть реализован в достаточной степени для практики в инженерных задачах расчета разрушения элементов конструкций при ударном нагружении.

2.7. Инженерная оценка глубины проникания стержневых ударников из пористых материалов

Перспективным направлением усиления проникающей способности ударников кинетического действия является применение композиционных материалов комбинированного строения на основе тугоплавких соединений с заданным комплексом физико-механических характеристик либо неклассических материалов, например сильнопористого материала с низкой удельной плотностью. Можно считать установленным факт, что пористый ударник проникает глубже, чем равный ему по массе и диаметру компактный монолитный [27, 37, 38, 59]. Низкая скорость распространения ударной волны в ударнике обуславливает различные

режимы проникания в преграду при различных амплитудах давления на контактной поверхности в зависимости от взаимного расположения системы «ударная волна – тыльная поверхность ударника». Вследствие значительного адиабатического разогрева в головной части ударника процесс взаимодействия сопровождается значительной деформацией и плавлением материала, что способствует перераспределению контактного давления при его проникании [3, 4].

Эффективность компактных ударников из композиционных материалов оценивалась по измеренной в экспериментах глубине их проникания в преграды различного типа: полубесконечные, экранированные и разнесенные. В разделе 2.5 приведены результаты экспериментальных исследований влияния совокупности параметров плотности, прочности и пластичности материала ударника, которая должна обеспечивать максимальную глубину проникания с учетом возможного изменения типа нагрузки.

Определенный интерес вызывает вопрос прогнозирования глубины проникания в комбинированные преграды стержневых ударников из пористых материалов удлинением свыше 10 калибров. В работе предлагается инженерный метод оценки глубины проникания стержневых ударников из материала с заданной пористостью и представлены результаты параметрических исследований высокоскоростного взаимодействия с преградами равных по массе и диаметру стержней из материала с различной пористостью.

Процесс ударного сжатия пористых тел обладает рядом своеобразных особенностей. Пористые тела имеют разную структуру – порошки, тела с внутренними пустотами, волокнистые тела и т.д. – и характеризуются наличием участков сплошного вещества с матричной плотностью $\rho_0 = 1/V_0$ и пустот ($\rho = 0$), в результате чего средняя плотность ρ_{00} меньше нормальной ρ_0 . Из термодинамических законов на фронте ударной волны и уравнения состояния вещества следует [2–4, 27, 59], что ударные адиабаты для сплошного и пористого вещества имеют вид, изображенный на рис. 2.26. Чем выше пористость, тем круче проходит ударная адиабата, то есть чтобы сжать пористое вещество до того же самого объема, что и сплошное, нужно более высокое давление, которое тем выше, чем выше степень пористости вещества.

Сильный разогрев пористых тел при ударном сжатии может приводить к резким аномалиям в ходе ударной адиабаты. Именно, при сжатии вещества с высокой пористостью относительная роль теплового давле-

ния оказывается столь большой, что плотность в конечном состоянии при высоком давлении оказывается меньше нормальной. При этом объем с возрастанием давления не уменьшается, как обычно, а увеличивается ($V > V_0$) и ударная адиабата может иметь аномальный ход [4]. На начальной стадии высокоскоростного взаимодействия работа сил внешнего давления затрачивается на закрытие пустот, на уплотнение вещества и приведение его к нормальному объему. Эта работа связана с преодолением сил трения между частицами, с раздроблением частиц, со смятием волокон и т. д. Для совершения этой работы требуются сравнительно небольшие давления, масштабом которых служат пределы прочности материалов.

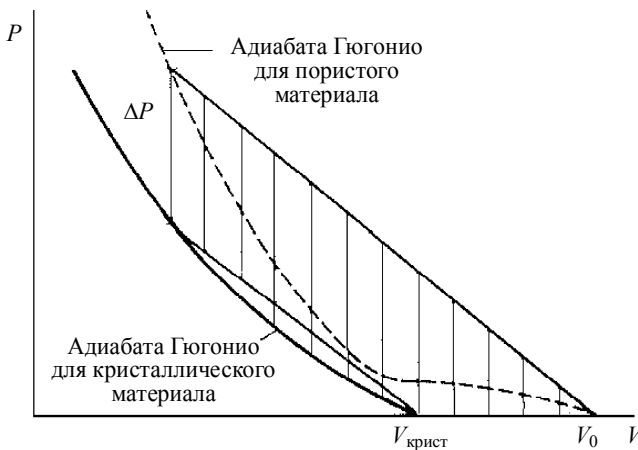


Рис. 2.26. Ударная адиабата сплошного и пористого вещества

Для учета давлений сжатия вводится полуэмпирическое соотношение, выраженное через слагаемое $P_{\text{сж}}$, которое получено из анализа имеющихся экспериментальных данных, результатов теоретических и численных исследований [2, 4, 8, 14, 25, 29–35, 46] и аппроксимируется выражением:

$$P_{\text{сж}} = \frac{c_0^2 (\rho_0 - \rho_{00})^2}{\rho_{00} [s / (s - 1) + \rho_0 / \rho_{00}]^2}, \quad (2.9)$$

где c_0 — скорость звука, ρ_0 — плотность в матричном веществе, ρ_{00} — плотность пористого вещества.

Алгоритм расчета глубины проникания ударников в преграду развит на основе имитационной модели высокоскоростного проникания стержневых ударников с учетом ударно-волновых и прочностных свойств взаимодействующих материалов [48–50]. Процесс проникания ударника в преграду описывается системой кинематических уравнений, в которой дополнительно учитывается давление $P_{сж}$ сжатия пористого вещества при переводе к матричному :

$$\begin{aligned} dV / dt &= -\sigma^d / (\rho_c l) ; \\ dl / dt &= -(V - U) ; \\ dL_k &= U dt ; \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$0.5A\rho_c(V - U)^2 + \sigma^d + P_{сж} = 0.5\rho_n U^2 + H_D ,$$

где $A = (c_{0c} + sU) / (c_{0c} + (s - 1)U)$, c_{0c} и s – константы пористого материала ударника в уравнении ударной адиабаты $D = c_{0c} + sU$.

Динамический предел текучести пористого материала в первом приближении оценивался величиной $\sigma^d = \sigma_{пор}^d = \sigma_{матр}^d / m$, где $\sigma_{матр}^d$ – динамический предел текучести материала матрицы, $m = \rho_o / \rho_{oo}$ – пористость материала ударника. Динамическая характеристика прочности материалов преграды H_D в модели корректировались по экспериментальным данным в одном опыте.

По разработанному алгоритму выполнены расчеты глубины проникания в преграды из стали, титана и алюминия ударников из пористого вольфрама, железа и меди. Физико-механические и ударно-волновые характеристики вольфрама [52] и меди [53] различной пористости приведены в таблице.

Таблица 2.9

Используемые константы ударных адиабат пористых материалов

Материал	m	ρ_2 , г/см ³	c_{0c} , км/с	s
Вольфрам	1.00	19.17	4.02	1.235
Вольфрам (порист.)	1.43	13.36	0.75	2.07
Вольфрам (порист.)	2.16	8.87	0.25	1.72
Вольфрам (порист.)	3.48	5.5	0.025	1.50
Вольфрам (порист.)	4.16	4.6	0.025	1.50
Медь	1.00	8.93	4, 506	1, 418
Медь(порист.)	1.2	7.32	2.0	1.8
Медь(порист.)	1.56	5.71	0.65	1.95
Сплав Ni+Cu	1.00	8, 89	4.08	1.547

На рис. 2.27 представлены расчетные зависимости глубины проникания L_k в стальную преграду равных по массе и диаметру ударников из материалов различной пористости m ($m = \rho_0/\rho_{00}$) с матрицей из вольфрама. В разных диапазонах скоростей взаимодействия ударники проникают в мишень на разную глубину, причем при увеличении скорости соударения ударники из материалов с большей пористостью проникают глубже по сравнению с ударниками из материала кристаллической (матричной) плотности. Так, при скорости соударения 4 км/с пористый ударник с плотностью материала $\rho_{00} = 8.87$ г/см³ проникает в стальную мишень глубже на 40 % по сравнению с вольфрамовым ударником с плотностью $\rho_0 = 19.17$ г/см³.

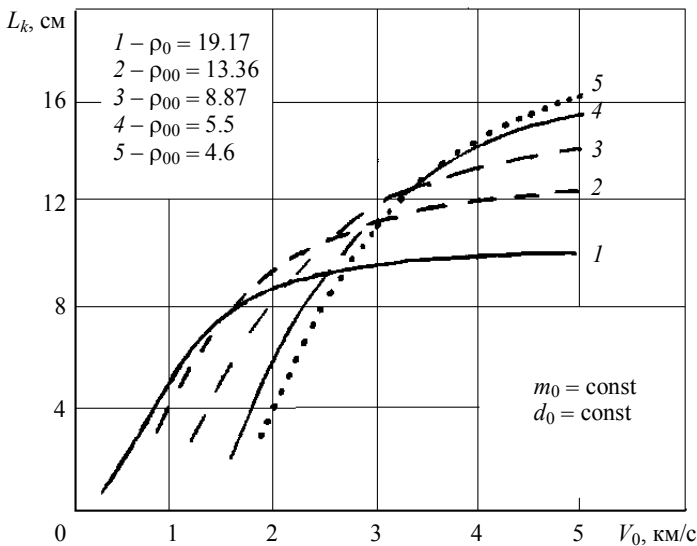


Рис. 2.27. Расчетные зависимости глубины проникания стержней из вольфрама различной пористости

На рис. 2.28 приведены расчетные данные по прониканию ударника из пористого вольфрама с плотностью $\rho = 13.36$ г/см³, которые хорошо согласуются с данными специально проведенных экспериментов. В опытах регистрировались скорость соударения и глубина проникания полученных по СВС-технологии стержней удлинением 6. Разброс по средней плотности материалов объясняется разбросом технологии их

изготовления и наличием экспериментальных данных по ударной адиабате для конкретного материала.

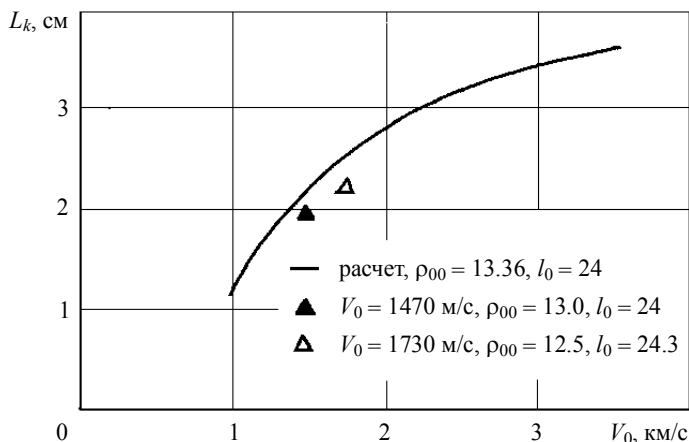


Рис. 2.28. Сравнение расчета с экспериментом

Учет ударно-волновых свойств материала ударника через ударные адиабаты, представленные линейной зависимостью, в данной модели позволяет выявить эффекты повышенного проникания высокопористых ударников по сравнению с монолитными при одинаковой плотности, а следовательно, и одинаковой геометрии. На рис. 2.29 представлены расчетные зависимости глубины проникания ударников из сплава Ni+Cu (кривая 1 – $\rho_0 = 8.89$ г/см³), меди (кривая 2 – $\rho_0 = 8.93$ г/см³) и пористого вольфрама (кривая 3 – $\rho_0 = 8.87$ г/см³) практически одинаковой плотности. Расчеты свидетельствуют о том, что ударники из пористого вольфрама при скоростях взаимодействия свыше 2000 м/с проникают в стальную преграду глубже и их эффективность усиливается с увеличением скорости взаимодействия.

Таким образом, на базе имеющихся обширных экспериментальных данных и непосредственно проведенных специальных опытов по соударению пористых ударников с металлическими преградами и на основе имитационной модели с учетом динамической сжимаемости материала ударника в контактной области разработана инженерная методика оценки глубины проникания высокопористых стержневых ударников в пластически деформируемые преграды при высокоскоростном ударе.

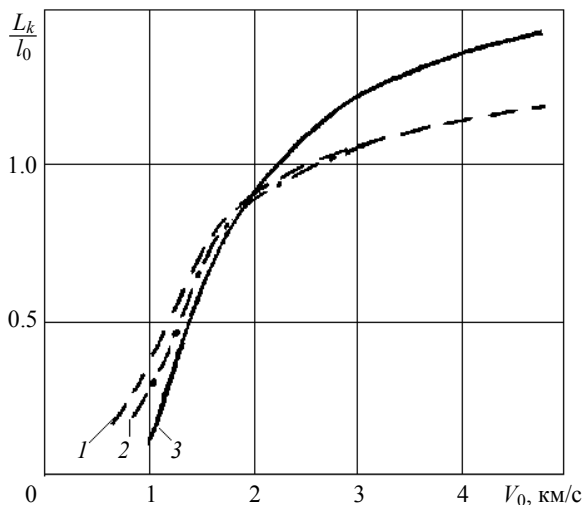


Рис. 2.29. Относительная глубина проникания стержней из различных материалов одинаковой плотности

Экспериментально показан и подтвержден расчетами тот факт, что ударники из высокопористых материалов при превышении предельных скоростей удара проникают в пластические среды глубже по сравнению с матричными при условии равенства их массы и диаметра. Предельные скорости начала проникания характеризуются матричной плотностью, пористостью и ударной адиабатой материала ударника.

Заключение

При исследовании поведения керамических материалов при высокоскоростном ударе – деформировании, разрушении и выявлении противоударной стойкости – наиболее эффективны тесты на глубинное проникание, определение предельной скорости пробития либо остаточной скорости ударника за преградой. В этих случаях приемлемым по достоверности методом оценки эффективности преград и конструкций является физический эксперимент. Экспериментально исследовано влияния физико-механических характеристик композиционных материалов (керамик, металлокерамик, стеклопластиков) на противоударную стойкость комбинированной защиты в условиях ударного нагружения, вы-

явлены особенности разрушения и установлены корреляционные соотношения, связывающие параметры макроразрушения с их динамическими прочностными характеристиками материалов для их успешного применения в качестве усиливающих элементов ударников и защитных элементов в преградах и конструкциях. Так, полученные экспериментальные данные свидетельствует об эффективности использования композиционных материалов на лицевой поверхности основной (базовой) преграды. В этих условиях процесс разрушения керамики и ее противоударную стойкость регулируют в основном механические свойства. Защита лицевой поверхности керамики тонкой металлической пластиной снижает эффективность динамического сопротивления внедрению ударника за счет ударно-волновых процессов, о чем свидетельствует увеличение относительной глубины проникания ударника в конструкцию в целом.

По экспериментальным данным проведена оценка эффективности керамики и композитов в широком диапазоне изменения скорости удара, от 0.5 до 6 км/с. Установлено, что максимальная эффективность керамики соответствует скоростям удара до 1 км/с, а с увеличением скорости соударения она понижается. Некоторое повышение эффективности в области скоростей удара 5 ...6 км/с обнаружено у керамики КВП-98 (корунд) и металлокомпозита (TiV_2+V_4C). Предполагаем, что основной причиной понижения эффективности является падение прочности материал из-за разрушения керамик в ударной волне, распространяющееся впереди поверхности контакта «ударник – преграда».

Из анализа данных экспериментов и результатов численного моделирования [8, 14, 16, 25, 27, 38, 51] выявлена основная тенденция увеличения проникающей способности в алюминиевые преграды компактных ударников из сплава ВНЖ с увеличением усредненной плотности композиционного материала. Повышенную эффективность ударника из ВНЖ-70, по-видимому, можно объяснить не только высоким уровнем показателей комплекса физико-механических свойств этого материала, но и физико-химическими свойствами процесса высокоскоростного взаимодействия данных материалов.

Анализ полученных данных экспериментальных исследований [8, 9, 15, 32, 35, 47] в сочетании с результатами численного моделирования [1, 14, 16, 25, 38, 46, 51] позволили разработать ряд инженерных методик оценки параметров деформирования и разрушения слоисторазнесенных преград, представляющих сочетание металлических и ке-

рамических слоев. Важность такого подхода заключается в том, что это позволяет осуществлять прогнозирование конкретного результата и планирование проведения широкомасштабных экспериментальных исследований по высокоскоростному соударению твердых тел при наличии единичных опытов.

В инженерных расчётах на прочность преград при динамических нагрузках основной характеристикой сопротивления материала высокоскоростному прониканию выбран предел упругости Гюгонио и связанные с ним динамический предел текучести материала ударника и динамическая твёрдость материала преграды [15, 26, 48, 57]. Применение данных характеристик в качестве определяющих параметров для преград из керамики имеет особенности, связанные с многообразием процессов деформирования и разрушения хрупких материалов. В керамике разрушение может произойти в ударной волне, когда давления достигнут предела упругости Гюгонио. В этом случае могут возникнуть условия, когда ударник проникает в раздробленный материал преграды. В этих условиях модель разрушения керамики строится, исходя из предположения о том, что компоненты тензора напряжений могут быть выражены в виде линейной комбинации таких сочетаний, которые при тех же условиях деформирования возникали бы соответственно в упругой и сыпучей средах.

Постоянно расширяется база данных по высокоскоростному соударению тел из однородных и композиционных материалов [1–9]. Тем не менее не снимается проблема отбора эффективных композитов и эффективных компонентов в составе ударников и сложных схем защитных конструкций. Наиболее приемлемым по достоверности методом оценки эффективности является физический эксперимент. Однако необходимо отметить, что результаты натуральных экспериментов и численного моделирования взаимно дополняют друг друга, что позволяет составить более полную качественную и количественную картину процесса деформирования и разрушения ударника и слоисто-разнесенной преграды при высокоскоростном взаимодействии на каждом этапе исследования. Прямое количественное сопоставление результатов двух подходов в широком диапазоне характеристик взаимодействующих тел затруднено неполнотой исследования либо отсутствием полномасштабных, перекрывающих друг друга данных, получение которых требует проведения дальнейших исследований.

Литература к главе 2

1. *Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Коняев А.А. и др.* Особенности деформирования и разрушения металлокерамических материалов при высокоскоростном соударении // РАН ИПМ. Механика композитных материалов и конструкций. – 2002. – Т. 8. – № 3. – С. 323–334.
2. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах – М.: Янус-К, 1996. – 407 с.
3. Ударные волны и экстремальные состояния вещества / под ред. акад. В.Е. Фортова, Л.В. Альтшулера, Р.Ф. Трунина, А.И. Фунтикова. – М.: Наука, 2000. – 518 с.
4. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Наука, 1966. – 686 с.
5. *Viechnicki D.J., Slavin M.J., Kliman V.I.* Development and current status of armor ceramics // Ceramic bulletin. – 1991. – V. 70. – No. 6. – P. 1035–1039.
6. *Bless S.J., Rosenberg Z., Yoon S.* Hypervelocity penetration of ceramics // Int. J. Impact Engng. – 1987. – No. 5. – P. 165–171.
7. *Радченко А.В., Фортвов В.А., Хорев И.Е.* Физические особенности высокоскоростного взаимодействия удлиненных техногенных осколков // Докл. РАН. – 2005. – Т. 389. – № 1. – С. 49–54.
8. *Анелова Г.В., Афанасьева С.А., Белов Н.Н. и др.* Исследование возможности применения композиционных металлокерамических материалов для ударников и преград // Актуальные проблемы защиты и безопасности: Материалы 3-й науч.-практич. конф. – СПб., 2000. – Ч. 1. – С. 97–100.
9. *Толкачев В.Ф.* Исследование разрушения керамик при высокоскоростном ударе // Моделирование процессов в синергетических системах: Труды Международной конференции «Байкальские чтения-II по моделированию процессов в синергетических системах». – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. – С. 140–143.
10. *Мержанов А.Г.* Физическая химия. Современные проблемы. – М.: Химия, 1983. – С. 6–47.
11. *Новиков Н.П., Боровская И.П., Мержанов А.Г.* Термодинамический анализ реакции самораспространяющегося высокотемпературного синтеза // Процессы горения в химической технологии и металлургии. – Черноголовка, 1975. – С. 174–188.
12. *Силантьев А.В., Ададунов Г.А.* Модифицирование свойств и синтез ВТСП-керамик путем ударного сжатия // Сверхпроводимость: физ., хим., техн. – 1991. – Т. 4. – № 2. – С. 308–317.
13. *Табаченко А.Н., Крючкова Г.Г.* Самораспространяющийся высокотемпературный синтез композиционных материалов тугоплавких соединений (TiC, TiB₂)-интерметаллиды, их структура и свойства // Инж.-физ. журнал АН Беларуси. – 1993. – Т. 65. – № 4. – С. 495.
14. *Белов Н.Н., Афанасьева С.А., Толкачев В.Ф. и др.* Расчетно-экспериментальный анализ поведения металлокерамики на основе диборида титана и карбида бора в условиях ударного нагружения // Теоретические основы химической технологии. – 2005. – Т. 39. – № 6. – С. 659–665.

15. *Коняев А.А., Толкачев В.Ф.* Экспериментальное моделирование проникания ударников в преграды из композиционных материалов // *Механика композиционных материалов и конструкций*. – 2004. – Т. 10. – № 4. – С. 466–476.
16. *Белов Н.Н., Югов Н.Т., Толкачев В.Ф. и др.* Исследование процессов деформирования и разрушения хрупких материалов // *Механика композиционных материалов и конструкций*. – 2001. – Т. 7. – № 2. – С. 131–142.
17. *Белов Н.Н., Югов Н.Т., Копаница Д.Г. и др.* Динамика высокоскоростного удара и сопутствующих физических явлений // *Northampton*. – Томск: STT, 2005. – 365 с.
18. *Partom Y., Littlefield D.L.* Dependence of ceramic armor resistance on projectile velocity // *14th International Symposium on Ballistics*. – Quebec, Canada, 1993.
19. *Кожушко А.А., Рыкова И.И., Синани А.Б.* Сопротивление керамик внедрению ударяющего тела при высоких скоростях взаимодействия // *ФГВ*. – 1992. – Т. 28. – № 1. – С. 89–93.
20. *Johnson P.* Tungsten versus depleted uranium for armor-piercing penetrators // *International Defence Review*. – 1983. – V. 16. – No. 5. – P. 643.
21. *Tracked and Wheeled. Armed Vehicled* // *International Depence Review. Additional Supplement*. – 1986. – V. 19. – No. 8.
22. *Табаченко А.Н.* Комбинированные композиционные материалы на основе диборида титана // *Труды ХХХ Урал. семинара: Неоднородные конструкции*. – Екатеринбург, 2000. – С. 45–50.
23. *Коняев А.А., Толкачев В.Ф., Зорин А.Ф., Назаров А.Г.* Измерительно-вычислительный комплекс для регистрации динамических характеристик материалов // *Математическое моделирование процессов в синергетических материалах: сб. статей*. – Улан-Удэ; Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. – С. 206–208.
24. *Gredy D.E.* Local inertial effects in dynamic fragmentation // *J. Appl. Phys.* – 1982. – V. 53. – No. 1. – P. 322–325.
25. *Горельский В.А., Зелепугин С.А., Толкачев В.Ф.* Экспериментальное и численное исследование разрушения керамики при высокоскоростном ударе // *Химическая физика*. – 1999. – Т. 18. – С. 104–107.
26. *Grase F.I.* Long-rod penetration into targets of finite thickness at normal impact // *Int. J. Impact Engng.* – 1995. – No. 16. – P. 419–433.
27. *Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Толкачев В.Ф. и др.* Особенности ударно-волнового деформирования пористой керамики Al_2O_3 // *Докл. РАН*. – 1999. – Т. 369. – № 4. – С. 477–479.
28. *Rabst R.F., Steeb J., Claussen N.* Microcracking in a process zone and its relation to continuum fracture mechanics // *Fracture Mechanics of Ceramics*. – 1978. – V. 4. – No. 4. – P. 436–449.
29. *Афанасьева С.А., Белобородько А., Толкачев В.Ф. и др.* Численное моделирование разрушения конструкций с керамическим слоем при динамическом нагружении удлиненными ударниками // *Изв. РАН. МТТ*. – 1996. – № 1. – С. 114–123.
30. *Orphal D.L., Frazen R.R., Piekutowski A.J., Forrestal M.J.* Penetration of confiden aluminum nitride targets by tungsten long rods at 1.5 to 4.5 km/s // *Int. J. Impact Engng.* – 1996. – No. 18. – P. 335–368.

31. *Subramanian R., Bless S.J.* Penetration of semi-infinite AD995 alumina targets by tungsten long rod penetrators from 1.5 to 3.5 km/s // *Int. J. Impact Engng.* – 1995. – No. 17. – P. 807–816.
32. *Толкачев В.Ф., Назаров А.Г.* Экспериментальное исследование разрушения конструкций с керамическим слоем // *Математическое моделирование процессов в синергетических материалах: сб. статей.* – Улан-Удэ; Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. – С. 224–226.
33. *Герасимов А.В., Коняев А.А., Толкачев В.Ф. и др.* Экспериментальное и компьютерное моделирование бронепробиваемости компактными и удлиненными элементами // *Вестник Академии военных наук.* – 2008. – № 3(24). – С. 149–154.
34. *Толкачев В.Ф., Коняев А.А., Жейков В.В.* Экспериментальное исследование противоударной стойкости керамик и композитов // *Механика наноструктурированных материалов и систем: Труды Всероссийской конф. Т. 1.* Москва, 13–15 декабря 2011 г. – М.: Альянстраснатом, 2011. – С.131–139.
35. *Tolkachev V.F., Konyaev A.A., Zheikov V.V.* Experimental study of impact resistance of ceramics and composites // *Composites: Mechanics, Computations, Applications. An International Journal.* Begell House, Inc. – 2012. – V. 3. – No. 3. – P. 253–262.
36. *Поттер А.Э.* Измерение характеристик космического мусора. // *Аэрокосмическая техника.* – 1989. – № 1. – С. 143–145.
37. *Толкачев В.Ф.* Исследование ударноволновых процессов и механизмов разрушения преград при высокоскоростном ударе // *Известия вузов. Физика.* – 2008. – Т. 51. – № 8/2. – С. 241–252.
38. *Соломонов Ю.С., Георгиевский В.П., Толкачев В.Ф. и др.* Расчетно- экспериментальный анализ поведения ударников из композита вольфрам-никель-железо в условиях высокоскоростного удара // *Механика композиционных материалов и конструкций.* – 2008. – № 1. – С. 68–74.
39. *Толкачев В.Ф., Коняев А.А., Жейков В.В.* Моделирование соударения стержневых ударников с комбинированными конструкциями // *Изв. вузов. Физика.* – 2007. – Т. 50. – № 9/2. – С. 171–176.
40. *Carrol H.M., Holt A.C.* Static and dynamic porocollapse relations of ductile porose materials // *J. Appl. Phys.* – 1972. – V. 43. – No. 4. – P. 1626–1635.
41. *Толкачев В.Ф., Трушков В.Г.* Математическое моделирование сдвиговых и откольных разрушений при ударном взаимодействии упругопластических тел // *Химическая физика.* – 1993. – Т. 12. – Вып. 2. – С. 170–174.
42. *Gorelskii V.A., Zelepugin S.A., Tolkachev V.F.* Experimental and numerical study of ceramics destruction by high-velocity impact // *Chem. Phys. Report.* – 2000. – V. 18. – No. 10–11. – P. 2211–2217.
43. *Толкачев В.Ф., Хорев И.Е., Коняев А.А.* Противоударное защитное устройство: Патент на изобретение № 2260766. РФ. – 2005. – С. 1–5.
44. *Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях / под ред. Н.А. Златина.* – М.: Наука, 1974. – 344 с.
45. *Зеленугин С.А., Дорфман А., Райхель А.* Комбинированный элемент бронезилета на основе кордиеритовой и сподуменовый стеклокерамики // *Вещество, материалы и конструкции при интенсивных динамических воздействиях: Материалы Междунар. конф.* – Саров: Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. – С. 260–261.

46. Зелепугин С.А., Толкачев В.Ф., Семенцова М.А., Панькова Т.А. Экспериментальное и численное исследование разрушения стеклокерамики при ударноволновом нагружении // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. – С. 196–197.
47. Толкачев В.Ф., Назаров А.Г. Исследование разрушения комбинированных конструкций при ударе // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны: Труды Междунар. конф. «III Харитоновские тематические научные чтения». – Саров: ВНИИЭФ, 2002. – С. 187–191.
48. Алексеевский В.П. К вопросу о проникании стержня в преграду с большой скоростью // ФГВ. – 1966. – № 2. – С. 99–106.
49. Толкачев В.Ф. К теории высокоскоростного внедрения стержневых ударников в полубесконечные среды // Материалы Междунар. конф. «Всесибирские чтения по математике и механике». – Т. II. Механика. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1997. – С. 107–113.
50. Толкачев В.Ф. Имитационная модель проникания стержневых ударников в преграду при высокоскоростном ударе // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. – С. 243–244.
51. Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Хабибуллин М.В. и др. Модель динамического разрушения пористой керамики // Избранные проблемы современной механики. Т. 2. / под ред. В.А. Садовниченко. – М. Изд-во Моск. ун-та, 2011. – С.73–81.
52. Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н., Трунин Р.Ф., Фортвов В.Е. Экспериментальные данные по ударной сжимаемости и адиабатическому расширению конденсированных веществ при высоких плотностях энергии. – Черноголовка, 1996. – 385 с.
53. *Высокоскоростные ударные явления* / под ред. В.Н. Николаевского. – М.: Мир, 1973. – 533 с.
54. *Разрушение* / ред. Г. Либовиц. – Т. 7. Ч. 1: пер. на русский язык. – М.: Мир, 1976.
55. Orphal D.L., Frazen R.R., Piekutowski A.J., Forrestal M.J. Penetration of confiden aluminum nitride targets by tungsten long rods at 1.5 to 4.5 km/s // Int. J. Impact Engng. – 1996. – No. 18. – P. 335–368.
56. Cortez R., Navarro C., Martinez M.A., et al. Numerical Modeling of normal impact on ceramic composite armors // Int. J. Impact Engng. – 1992. – No. 12. – P. 639–651.
57. Grase F.I., Rupert N.L. Analysis of long rods impacting ceramic targets at high velocity // Army Research Laboratory. – Report ARL-TR-1493. – 1997. – 21 p.
58. McClintock F.A., Argon A.S. Mechanical Behavior of Materials. – Reading, MA: Addison-Wesley Publishing Company, 1966. – 345 p.
59. Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Козорезов К.И. и др. Особенности высокоскоростного проникания сильно пористого ударника в мишени конечной толщины // Докл. РАН. – 1997. – Т. 355. – № 2. – С. 192–195.

Глава 3

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО СОУДАРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И СОПУТСТВУЮЩИХ ЯВЛЕНИЙ

В главе 3 приведены результаты физического моделирования параметров волн напряжений, сдвигового и отрывного разрушения в твердых телах при высокоскоростном соударении. Главной целью данной главы является нахождение обобщенных зависимостей, связывающих указанные параметры в безразмерном виде с краевыми условиями задачи и физико-механическими свойствами соударяющихся тел. Существование обобщенных зависимостей в механике высокоскоростного соударения содержит в своей основе некоторую объективную закономерность. Подобная закономерность может быть связана с действием законов сохранения, подобием энергетического баланса либо определенной стабилизацией нестационарного процесса. Для нахождения обобщенной зависимости необходимо установить минимальное работоспособное число критериев подобия и вид функции, связывающей эти критерии.

Результаты моделирования, приведенные в данной главе, основаны на экспериментах, выполненных на пороховых и легкогазовых баллистических установках калибром 8...100 мм в диапазоне скоростей соударения 0.1...6 км/с. Исследуются обобщенные зависимости глубокого проникания компактных и удлиненных ударников в полубесконечные преграды, а также сквозного пробития однослойных, разнесенных и слоисто-разнесенных элементов конструкций. Анализируются обобщенные зависимости остаточной скорости ударника, заглухания дивергентных волн напряжений в твердых телах и параметров неоднородного откольного разрушения.

В качестве исследуемых материалов ударников и преград в экспериментах использованы сплавы вольфрама, стали, алюминия, титана, ме-

ди, свинца, слоистые пластики, а также сыпучие среды и хрупкие материалы – песок, керамика, металлокерамика, лед, бетон, железобетон.

Экспериментальное моделирование соударения твердых тел в настоящее время направлено на решение двух основных задач – создание моделей реальных конструкций на начальной стадии проектирования и поиск наиболее общих закономерностей, связывающих искомые параметры и критерии подобия с помощью методов обобщенного анализа [1, 2]. Нахождение системы критериев подобия, определяющих искомые параметры деформирования и разрушения при высокоскоростном ударе, и построение функциональных связей между ними является в настоящее время актуальной задачей, связанной с появлением новых материалов и конструктивно-компоновочных схем конструкций авиационной, ракетной и космической техники [3]. Актуальным является определение предельной пробивающей способности ударников кинетического действия, содержащих новые композиционные материалы, и противоударной стойкости защитных конструкций с учетом возможных масштабных эффектов.

Наиболее приемлемым по достоверности методом оценки эффективности новых материалов и конструктивно-компоновочных схем ударников и преград является экспериментальное моделирование на баллистических стендах глубины проникания либо объема разрушенного материала соударяющихся твердых тел. В дальнейшем пересчет результатов эксперимента с модели на оригинал сводится к установлению определяющих параметров и критериев подобия. Последние оказываются наиболее эффективными, если удастся показать существование инвариантной функциональной связи между ними в виде некоторого критериального соотношения. Следует отметить, что для нахождения структуры критериальных соотношений анализа размерностей недостаточно. Функциональная связь между критериями подобия должна отражать объективную закономерность, например записанную в безразмерном виде пропорциональность объема кратера кинетической энергии ударника. Экспериментальное моделирование дает возможность определить коэффициенты пропорциональности и показатели степеней в таких обобщенных зависимостях, найти границы изменения параметров задачи, внутри которых функциональное подобие сохраняется.

В данном разделе представлены результаты анализа высокоскоростного соударения твердых тел на основе применения Π - и F -теорем теории размерностей [4–6]. С точки зрения теории подобия два явления подобны, если в этих явлениях попарно равны каждый из установленных

безразмерных критериев подобия. Если таких критериев n , то это означает «точечное подобие» в n -мерном пространстве, так как в совокупности n критериев определяют только одну точку в n -мерном пространстве. Но такое «точечное» подобие используется, как правило, для решения конкретных технических задач моделирования с фиксированными параметрами обычно на начальной стадии проектирования. В монографии ставилась и решалась экспериментальным путем задача моделирования в более широкой постановке, на основе разрабатываемого в последнее время функционального обобщения П-теоремы. Ставилась цель выяснить существование некоторой функции, представляющей собой инвариантную связь между критериями подобия. Теоретические вопросы функционального подобия в последние годы развиваются в работах [5, 6].

В рамках монографии разработка концепции функционального подобия проводилась на основе экспериментального моделирования задач высокоскоростного соударения твердых тел. Разрабатывается подход, в котором параметры деформирования и разрушения твердых тел определяются величиной подводимой кинетической энергии ударника и энергопотерями, расходуемыми на сопутствующие прониканию явления. Специфика энергопотерь существенным образом зависит от краевых условий, в частности от конструктивно-компоновочных схем ударника и преграды. Роль баллистического эксперимента заключается в получении необходимого набора частных решений, связывающих критерии подобия с параметрами кратера, сквозного разрушения пластины, остаточной скорости ударника за преградой, параметрами неодномерных волн напряжений и откольного разрушения в твердых телах. Параметрические исследования позволяют затем построить обобщенные закономерности деформирования и разрушения существующих и разрабатываемых конструктивно-компоновочных схем ударников и преград.

В данной главе энергетический подход анализируется как на этапе проникания снаряда в преграду, так и на стадии запреградного движения снаряда. Формулировка энергетического баланса для моделирования запреградной скорости проводилась исходя из начальной кинетической энергии ударника с учетом энергопотерь при сквозном пробитии преграды, зависящих от механизма деформирования и разрушения соударяемых тел. Результаты экспериментального исследования параметров сдвигового и отрывного макроразрушения конструкционных материалов при скоростях соударения 0.1...6 км/с используются для нахождения констант в обобщенных зависимостях для глубины проникания

компактных и удлиненных ударников в преграды конечной толщины, а также сквозного пробития наиболее перспективных конструктивно-компоновочных схем несущих конструкций авиационной и ракетно-космической техники.

Высокоскоростное соударение сопровождается комбинированным воздействием сдвигового и отрывного разрушения материалов. В зависимости от скорости удара, физико-механических свойств и конструктивно-компоновочных схем ударника и преграды преобладает сдвиговой или отрывной механизм разрушения, который определяет некоторую интегральную величину прочностного сопротивления материала преграды, связанную с энергопотерями при проникании. Сопротивление материала прониканию в него твердого деформированного тела оказывается зависящим от того, разрушен материал на стадии ударного нагружения или находится в исходном состоянии.

Экспериментальное определение параметра прочностного сопротивления для металлов и композиционных материалов имеет большое практическое значение, так как позволяет в обобщенных переменных создать инженерный метод расчета новых типов защитных конструкций и ударников кинетического действия, предельные баллистические свойства которых еще не изучены. Параметр, характеризующий сопротивление материала прониканию в него твердого деформируемого тела, должен войти в систему критериев подобия и функциональных соотношений, связывающих эти критерии. Это потребовало установить корреляции параметров высокоскоростного деформирования и макроразрушения с основными механическими характеристиками, определяющими реакцию материалов на ударные нагрузки – объемной упругостью, динамическим пределом текучести, динамической твердостью, работой вытеснения единицы объема, откольной прочностью.

3.1. Экспериментальные критерии подобия параметров кратера в твердых телах при высокоскоростном ударе

В данном разделе рассматривается построение системы критериев подобия для глубины проникания ударника в преграду исходя из минимального работоспособного числа определяющих параметров. Минимальное число определяющих параметров устанавливалось на основе экспериментальных исследований кратерообразования в хрупких и пластичных преградах, таких как лед, бетон, железобетон, керамика, ком-

позиты, металлы, при высокоскоростном ударе деформируемыми и недеформируемыми ударниками различного удлинения. Практическая реализация полученных в экспериментах критериев подобия оказалась доступной в рамках понятий приближенного и неполного подобия. Так, ограничивая рассмотрение процесса кратерообразования интегральными параметрами, оказалось возможным исключить время из системы критериев подобия [7].

Тривиальным оказался вопрос о влиянии прочностных свойств ударника и преграды на интегральные параметры кратерообразования. Основная теорема теории размерностей (П-теорема) ограничивает число комплексов и симплексов в системе критериев подобия. Характеризуя материал преграды динамической прочностью и плотностью, получим один критерий-комплекс, содержащий прочностной параметр преграды. Включение прочностного параметра ударника добавит второй критерий-симплекс в виде отношения прочности ударника к прочности преграды. Из анализа модифицированной гидродинамической модели проникания длинных стержней [9] также следует, что прочностные свойства одного из соударяемых тел будут учитываться только через критерий-симплекс. Однако полученные в НИИ ПММ ТГУ экспериментальные данные показывают, что один критерий-комплекс и критерий-симплекс не описывают многообразие процессов деформирования и разрушения системы «ударник – преграда». Требуется включение двух моделирующих комплексов, содержащих прочностные характеристики соударяемых тел. Появление второго критерия-комплекса не противоречит основной теореме теории размерностей в том случае, если дважды выписать критерии подобия – отдельно для ударника и преграды, а затем объединить их для системы «ударник – преграда». Таким образом, деформирование и разрушение ударника и преграды при высокоскоростном соударении представляют собой взаимосвязанные, но относительно самостоятельные процессы [8].

Наиболее сложным и до конца нерешенным является вопрос о критерии катастрофического разрушения ударника при постепенном увеличении скорости соударения. Такое разрушение приводит к характерному провалу зависимости «глубина проникания – скорость удара» [9]. В грубом приближении критерий разрушения можно получить из модифицированной гидродинамической модели проникания [8].

Полный перечень параметров, определяющих высокоскоростное взаимодействие твердых тел, в настоящее время можно считать извест-

ным. Нерешенным является вопрос о сокращении числа определяющих параметров до приемлемого уровня. В число определяющих параметров входят: геометрические характеристики ударника и преграды – длина, диаметр ударника, толщина пластины; кинематические характеристики – скорость соударения, время, динамические, механические и физические характеристики – модули упругости материалов ударника и преграды или соответствующие им скорости звука, динамический предел текучести ударника, динамическая прочность или динамическая твердость материалов ударника и преграды, работа вытеснения единицы объема, плотность ударника и преграды, скорость деформирования, температура. Кроме того, в систему параметров могут входить константы в уравнении ударной адиабаты, вязкость материала ударника и преграды, вязкость разрушения материала преграды. Минимальное число определяющих параметров можно установить, если экспериментально показано их определяющее влияние на параметры кратера в твердых телах и найдены диапазоны варьирования переменных, в которых критерии подобия обеспечивают приемлемую точность моделирования.

В зависимости от физико-механических свойств и конструктивно-компоновочных параметров соударяющихся тел деформирование и разрушение преграды может происходить по следующим механизмам: пластическое деформирование (прокол), адиабатический сдвиг (выбивание пробки), отрывное разрушение (откол). Наиболее вероятен смешанный механизм, при котором картину разрушения могут осложнять радиальное растрескивание или лепесткование, а также отслоение лицевых и тыльных слоев материала преграды сдвиговыми деформациями.

Пресный лёд вырезался блоками размером $400 \times 400 \times 1000$ мм из речного льда или замораживался послойной заливкой при температуре -25°C . В опытах температура льда варьировалась в пределах $0 \dots -25^\circ\text{C}$. Мелкозернистый бетон имел состав: одна часть цемента марки 400, две части мелкого песка. Отношение вода/цемент составляло 0,44, время выдержки смеси 30 сут. Основным требованием при подборе толщины блоков из льда и бетона было отсутствие влияния тыльной поверхности на измеряемую глубину проникания. Образцы из сплавов стали, алюминия, меди имели диаметр 120 мм и толщину 150 мм.

В экспериментах в качестве ударников использованы компактные и удлиненные до 12 калибров стержни с плоским торцом и заострённые из сплава ВНЖ, стали 3, стали 60С2А, титана ВТ-6, алюминиевого

сплава Д16М, свинца. Физико-механические характеристики материалов ударников и преград [10–13] приведены в табл. 3.1. Значения измеренных в опытах параметров кратеров в зависимости от условий динамического нагружения приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.1

Физико-механические характеристики материалов

Материал	ρ , г/см ³	C_v , км/с	$HВ$, ГПа	H_d , ГПа
Медь М2	8.90	3.92	0.45	0.80
Д16М	2.78	5.20	0.42	0.50
Свинец	11.40	2.03	0.05	0.08
Сталь 3	7.83	4.63	1.50	2.30
Сталь НРС66	7.83	4.63	6.80	5.50
Титан ВТ-6	4.45	5.11		2.80
ВНЖ-90	17.20	3.95	3.00	3.00
Бетон	2.20	3.05		0.18
Лёд 0 °С	0.90	3.60		0.02
Лёд –10 °С	0.90	3.60		0.06
Лёд –15 °С	0.90	3.60		0.07
Лёд –25 °С	0.90	3.60		0.09

Примечание. В таблице обозначено: ρ – плотность; C_v – объёмная скорость звука; $HВ$ – твёрдость по Бринеллю; H_d – динамическая твёрдость.

Таблица 3.2

Экспериментальные значения глубины кратера

Условия нагружения	l_{c2} , мм	d_{c2} , мм	V_0 , км/с	L_k/l_c
Сталь – бетон	22.8	7.6	0.106	0.16
Сталь – бетон	22.8	7.6	0.202	0.58
Сталь – бетон	22.8	7.6	0.403	1.51
Алюминий – бетон	30.4	7.6	0.315	0.345
Титан – бетон	30.4	7.6	0.372	0.625
ВНЖ – бетон	6.5	6.5	0.379	4.88
Сталь – лёд	22.8	7.6	0.120	1.12
Алюминий – лёд	28.9	7.6	0.130	0.59
Титан – лёд	28.9	7.6	0.125	0.79
Алюминий – лёд	28.9	7.6	0.130	0.75
Сталь – лёд	22.8	7.6	0.121	1.77
Сталь – сталь	8.0	8.0	2.877	1.47
Сталь – сталь	8.0	8.0	1.810	0.95

Окончание табл. 3.2

Условия нагружения	l_c , мм	d_c , мм	V_0 , км/с	L_k/l_c
Сталь – медь	8.0	8.0	3.254	2.40
Сталь – медь	8.0	8.0	2.509	1.95
Медь – сталь	8.0	8.0	2.460	1.36
Медь – сталь	8.0	8.0	1.162	0.59

Примечание. В таблице обозначено: l_c , d_c – длина и диаметр цилиндрического ударника; V_0 – скорость удара; L_k/l_c – относительная глубина проникания.

Интервал скоростей соударения составил 0.08...0.8 км/с в опытах с бетоном и льдом и 1.0...3.5 км/с – в экспериментах со стальными, алюминиевыми и медными преградами. Измерения параметров кратера после опыта на разрезанных образцах проводились оптическим методом, а на неразрезанных – механическим устройством с погрешностью нониуса 0.1 мм. Схема эксперимента по измерению глубины проникания стального стержня в сыпучую среду – сухой речной песок – приведена на рис. 3.1. Цифрами обозначены: 1 – ударник в виде стержня (сталь 3) длиной 22.8 мм, диаметром 7.6 мм; 2 – 4 – листы ватмана для крепления песка и регистрации вращения стержня; 5 – демпфер. В данной постановке эксперимента стержень при проникании в песок не вращается. При скорости удара 401 м/с глубина проникания в песок составила 73 мм, а при скорости 678 м/с – 195 мм. Остаточная длина стержня при скорости 678 м/с равна 22.6 мм, а диаметр головной части – 7.9 мм.

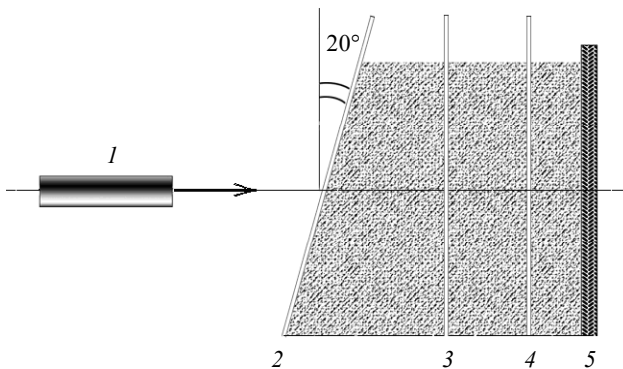


Рис. 3.1. Схема эксперимента по измерению глубины проникания стального стержня в песок

Кратерообразование в хрупких материалах, таких как лёд и бетон, сопровождается значительным по объёму отколом лицевой поверхности преграды. Объём конусообразной зоны отколовшегося материала сопоставим с объёмом кратера или превышает его. Для хрупких преград, для которых форма кратера вуалируется лицевым откольным разрушением, потребовалось определение динамической прочностной характеристики для согласования расчетной и измеренной глубины проникания. Были проведены эксперименты для определения работы вытеснения единицы объёма при глубоком проникании в него недеформируемого стержня. При скоростях соударения $V_0 < 0.1$ км/с площадь поперечного сечения недеформируемого ударника совпадает с площадью поперечного сечения цилиндрического кратера. В этих условиях его объём V_k , как и при более высоких скоростях соударения, пропорционален подводимой кинетической энергии

$$V_k = \frac{m_c V_0^2}{2a}, \quad (3.1)$$

где m_c – масса стержня; a – работа вытеснения единицы объёма материала преграды.

Для такой схемы проникания относительная глубина кратера, как это следует из (3.1), равна

$$\frac{L_k}{l_c} = \frac{\rho_c V_0^2}{2a}. \quad (3.2)$$

Подставляя в (3.2) экспериментальные значения L_k/l_c , ρ_c , V_0 , получаем величину работы вытеснения единицы объёма. На рис. 3.2 приведены результаты оценки работы вытеснения единицы объёма для пресного речного льда при начальной температуре от 0 до -25 °С. При скоростях удара $V_0 = 0.1$ км/с достигаемое в экспериментах время действия нагрузки составляет 10^{-5} с. Цифрой 1 обозначена зависимость динамической твёрдости льда от температуры по известным литературным данным [13] при времени действия нагрузки 10^{-4} с. Видна корреляция в пределах доверительных интервалов для вероятности 0.95 работы вытеснения единицы объёма с динамической твёрдостью льда при временах действия нагрузки $10^{-4} \dots 10^{-5}$ с. Из приведенных на рис. 3.2

экспериментальных данных следует, что с ростом температуры льда работа вытеснения единицы объема уменьшается. Это приводит к увеличению относительной глубины проникания недеформируемого стержня в лед в соответствии с (3.2).

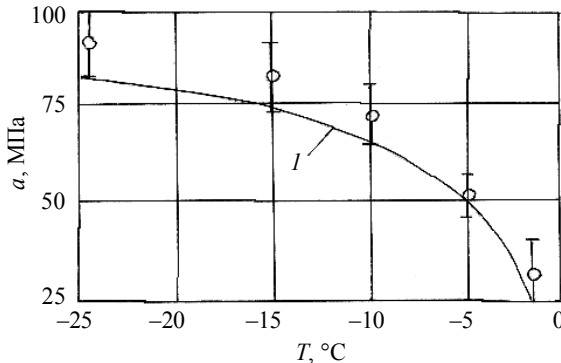


Рис. 3.2. Экспериментальные оценки работы вытеснения единицы объёма для пресного речного льда при начальной температуре от 0 до -25 °C (○); I – зависимость динамической твёрдости льда от температуры [13]

Для тех же значений скорости удара и времени действия нагрузки работа вытеснения единицы объёма в бетоне составила 0.18...0.20 ГПа. Предел прочности бетона при сжатии варьировался в пределах 13.6...34.6 МПа [12].

Полученные результаты по глубине проникания в хрупкие (бетон, лед, керамика) и пластичные (металлы и сплавы) преграды дали возможность установить систему параметров и соответствующие критериальные соотношения для этих материалов. В зависимости от условий взаимодействия – скорости соударения и прочностных свойств материалов – ударник интенсивно деформируется или разрушается либо остаётся практически недеформированным. В соответствии с этим будет изменяться структура критериальных соотношений и величина эмпирических коэффициентов, входящих в эти соотношения. Структура критериальных соотношений для глубины проникания недеформируемых и деформируемых металлических ударников соответствовала эмпирически установленной зависимости параметров кратера от кинетической энергии ударника [8].

Работоспособная минимальная система параметров, определяющих глубину кратера L_k в хрупких материалах, включает: l_c, d_c – длину и диаметр стержня; V_0 – скорость удара; ρ_c, ρ_{Π} – начальные плотности стержня и преграды; σ_c, σ_{Π} – динамические прочностные характеристики стержня и материала преграды; $C_{вп}$ – объёмную скорость звука материала преграды.

Согласно основной теореме теории размерностей, система из девяти определяющих параметров даёт шесть критериев подобия:

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= \frac{L_k}{l_c}; & \Pi_2 &= \frac{\rho_{\Pi} C_{вп}^2}{\sigma_{\Pi}}; & \Pi_3 &= \frac{l_c}{d_c}; \\ \Pi_4 &= \frac{\rho_c}{\rho_{\Pi}}; & \Pi_5 &= \frac{\sigma_c}{\sigma_{\Pi}}; & \Pi_6 &= \frac{V_0}{C_{вп}}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Поскольку комбинации критериев подобия являются также критериями подобия, то система (3.3) формально может иметь различные эквивалентные с точки зрения подобия варианты записи Π -критериев. Соответственно этому будут иметь разную форму записи и критериальные уравнения, выражающие критериальную связь между критериями подобия. Однако для нахождения адекватной структуры критериальных соотношений, связывающих критерии подобия, анализа размерностей недостаточно. Необходимо включение некоторой объективной закономерности, например пропорциональности объёма кратера кинетической энергии ударника. Отправной точкой при построении функциональной связи является система критериев (3.3). В таком случае соотношение, выражающее в безразмерном виде пропорциональность объёма кратера кинетической энергии ударника, для бетона и льда имеет вид произведения критериев

$$\frac{L_k}{l_c} = K \left(\frac{\rho_c}{\rho_{\Pi}} \right)^a \left(\frac{d_c}{l_c} \right)^b \left(\frac{V_0}{C_{вп}} \right)^c \left(\frac{\sigma_c}{\sigma_{\Pi}} \right)^d \left(\frac{\rho_{\Pi} C_{вп}^2}{\sigma_{\Pi}} \right)^m, \quad (3.4)$$

где $K = k_v k_p k_c$ – эмпирический коэффициент, учитывающий влияние плотности и прочности соударяемых тел на форму кратера. Коэффициент k_v – учитывает влияние скорости удара на форму кратера и является функцией критерия Π_6 ; k_p – учитывает влияние относительной

плотности взаимодействующих тел и является функцией критерия Π_2 , k_c – зависит от параметра, равного отношению акустических импедансов материалов ударника и преграды.

Критерий-комплекс, содержащий прочность ударника, входит в (3.4) неявно, через показатель степени d . Второй и четвертый сомножители в правой части соотношения (3.4) являются эмпирическими поправками, учитывающими отклонение формы реального кратера от полусферической из-за удлинения ударника и различия прочностных свойств ударника и преграды.

Экспериментальные данные по глубине проникания в пластичные и хрупкие среды позволили определить численные значения показателей степени: $a = 0.50$, $b = 0.33$, $c = 0.66$, $m = 0.25$. Показатель d – переменная величина, являющаяся функцией комплекса $\rho_{\text{п}} V_0^2 / \sigma_c$ – комбинации критериев Π_2 , Π_5 и Π_6 . При $V_0 < 1$ км/с $d = 0.5$, коэффициент $k = k_v k_p$, где $k_v = k_v(V_0 / C_{\text{вп}})$ – учитывает изменение формы кратера с ростом относительной скорости удара; $k_p = 0.9 \dots 1.1$ – коэффициент, учитывающий различие в плотностях ударника и преграды; σ_c , $\sigma_{\text{п}}$ – динамическая твёрдость материалов стержня и преграды [8].

Глубина проникания недеформируемых ударников в хрупкие и пластичные преграды нарастает со скоростью удара значительно быстрее, чем для деформируемых снарядов. В соответствии с этим будут отличаться эмпирические корреляционные соотношения, связывающие глубину проникания со скоростью соударения и другими определяющими параметрами ударного нагружения. В зависимости от скорости проникания и отношения прочностных свойств соударяющихся твёрдых тел ударник интенсивно деформируется и разрушается или остаётся практически недеформированным. Деформацией стержня твёрдостью 1...3 ГПа можно пренебречь в области сравнительно низких скоростей удара, не превышающих 0.5...0.8 км/с.

Зависимость коэффициента k_v от критерия Π_6 приведена на рис. 3.3. Сплошными линиями представлены зависимости, полученные из усреднения экспериментальных данных. Кривая 1 соответствует режиму проникания, при котором ударник практически не деформируется. Нижняя кривая 2 соответствует режиму внедрения деформируемых ударников.

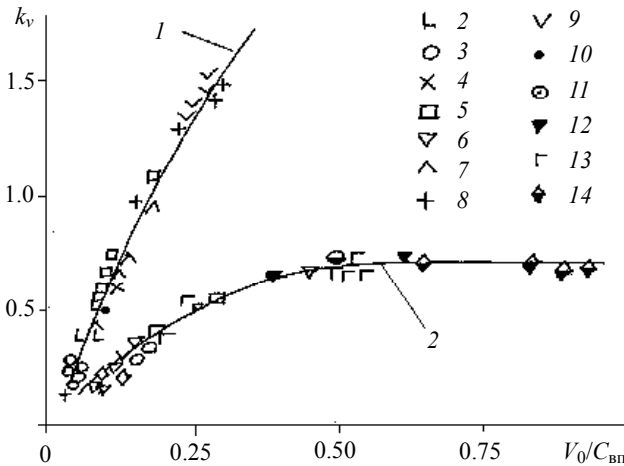


Рис. 3.3. Зависимость коэффициента k_v от критерия P_4 в соотношении (3.4). Обозначения экспериментальных точек соответствуют: 2 – сталь – бетон, удлинение стержня $\lambda = 3$; 3 – Al – лёд, $\lambda = 3.8$, $T = 0^\circ\text{C}$; 4 – сталь – лёд, $\lambda = 12$, $T = -60^\circ\text{C}$; 5 – Al – лёд, $\lambda = 6.1$, $T = -6^\circ\text{C}$; 6 – Ti – лёд, $\lambda = 3.8$, $T = -10^\circ\text{C}$; 7 – сталь – лёд, $\lambda = 3$, $T = 0^\circ\text{C}$; 8 – ВНЖ – бетон, $\lambda = 1$; 9 – сталь – сталь, $\lambda = 3$, $H_{\text{дс}} = 5.5$ ГПа, $H_{\text{дп}} = 4.0$ ГПа; 10 – сталь – сталь, $\lambda = 3$, $H_{\text{дс}} = 5.5$ ГПа, $H_{\text{дп}} = 2.4$ ГПа; 11 – сталь – сталь, $\lambda = 3$, $H_{\text{дс}} = 5.5$ ГПа, $H_{\text{дп}} = 3.2$ ГПа; 12 – сталь – сталь, $\lambda = 1$; 13 – медь – сталь, $\lambda = 1$; 14 – сталь – медь, $\lambda = 1$

С ростом скорости встречи ударник деформируется и разрушается. Интенсивные деформации ударника высокой твердости соответствуют переходу экспериментальных точек с кривой 1 на кривую 2. Этот режим на рис. 3.3 не показан. Если прочность ударника превышает прочность преграды, то при малых $V_0/C_{\text{вп}}$ глубина кратера нарастает по кривой 1, а затем, достигнув критического значения $V_0/C_{\text{вп}}$, следует зависимости 2.

Для оценки глубины проникания по критериальному соотношению (3.4) необходимо установить – деформируется ударник или остаётся практически недеформированным. Зависимость показателя степени d от критерия $\rho_{\text{п}} V_0^2 / H_{\text{дс}}$ представлена на рис. 3.4. Здесь $H_{\text{дс}}$ – дина-

мическая твердость материала ударника. Экспериментальные данные соответствуют обозначениям рис. 3.3. Видно, что с ростом скорости соударения влияние критерия Π_5 , учитывающего относительную прочность ударника, ослабевает. При скорости удара меньше 1 км/с величина показателя d равна 0.5.

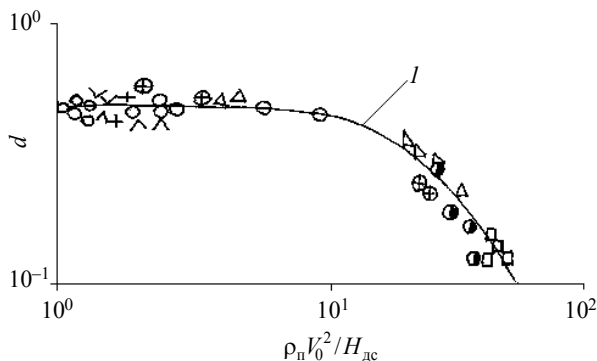


Рис. 3.4. Зависимость показателя степени d от критерия $\rho_{п} V_0^2 / H_{дс}$ в соотношении (3.4)

Коэффициент k_p , учитывающий различие в плотностях материала ударника и преграды, варьирует в пределах 0.9...1.1. Коэффициент k_c отражает влияние скорости звука на глубину проникания и является функцией критериев Π_2 и Π_7 . Зависимость k_c от отношения импедансов соударяемых тел приведена на рис. 3.5. В исследованном диапазоне условий взаимодействия различие в скоростях звука ударника и преграды оказывает слабое влияние на глубину проникания по сравнению с влиянием критериев Π_5 и Π_6 , учитывающих прочность взаимодействующих материалов.

Границы применимости соотношения (3.4) определяются диапазоном изменения численных значений критериев подобия, охваченных экспериментальными данными. Отношение плотности ударника к плотности преграды в экспериментах составило 1...10, величина удлинения ударника равна 1...10, отношение скорости ударника к объемной скорости звука материала преграды менялось в пределах 0.1...0.9. Вели-

чина коэффициента корреляции, отражающая степень согласия рассчитанных по формуле (3.4) и экспериментальных значений глубины проникания, варьирует в пределах 0.68...0.98 для указанных диапазонов изменения критериев подобия [8, 11].

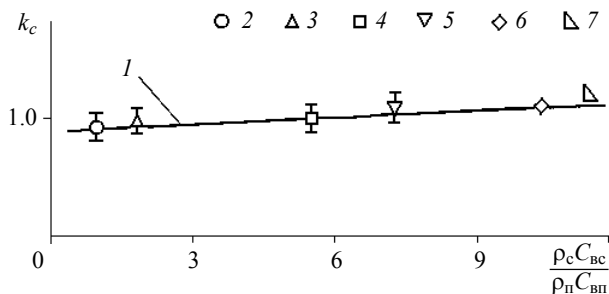


Рис. 3.5. Коэффициент k_c в моделирующем соотношении (3.4). Цифрами обозначены: 1 – аппроксимация экспериментальных точек; 2 – сталь – сталь; 3 – ВНЖ – сталь; 4 – сталь – бетон; 5 – титан – лёд; 6 – ВНЖ – бетон; 7 – сталь – лёд

Физико-механические свойства материалов, определяющие процесс деформирования и разрушения, зависят от конструктивно-компоновочных схем ударника и преграды. Работа вытеснения единицы объема в приповерхностных слоях близка к динамической твердости материалов, но возрастает по мере проникания ударника в глубь преграды [9]. Волновые процессы, опережающие ударник в процессе проникания в хрупкие материалы, такие, как керамика и композиты, могут радикально изменить механические свойства и в итоге прочностное сопротивление преграды. Таким образом, прочностное сопротивление материала преграды и скорость звука, входящие в соотношение (3.4), в общем случае не являются постоянными величинами. Модельный баллистический эксперимент требуется для того, чтобы установить эффективное значение физико-механических характеристик и их корреляции с краевыми условиями задачи.

Анализ экспериментальных данных по глубине проникания показывает, что при ударе в диапазоне скоростей до 3...6 км/с прочностное сопротивление металлов коррелирует с исходной динамической твердостью. Эффективное прочностное сопротивление керамик составляет 0.1...0.2 от исходной величины микротвердости. Полученные данные

согласуются с выводами работы [14] о природе реализации прочностных свойств хрупких и пластичных материалов. С точки зрения сопротивления прониканию, композиты отличаются от металлов количественно, обладая почти на порядок большей исходной динамической твердостью. При относительно низких скоростях соударения фронт разрушения движется впереди поверхности контакта ударник – преграда и эффективное прочностное сопротивление керамик падает. В этом случае исходная величина динамической твердости композита не может служить определяющим параметром в системе критериев подобия. Найденные экспериментально по глубине проникания параметры прочностного сопротивления в диапазоне скоростей удара до 3.5 км/с равны соответственно 8.5...9 ; 2.6...3.6 ; 6 ГПа для керамик V_4C , Al_2O_3 , SiC.

Сравнение рассчитанной по формуле (3.4) и экспериментальной [15] глубины проникания в Al_2O_3 (A1995) стержня из вольфрама удлинением 10 приведено на рис. 3.6. Кривая 1 соответствует величине прочностного сопротивления Al_2O_3 равной 2.6 ГПа. Видно удовлетворительное совпадение расчета с экспериментальными точками в диапазоне скоростей удара 1.5...3.5 км/с.

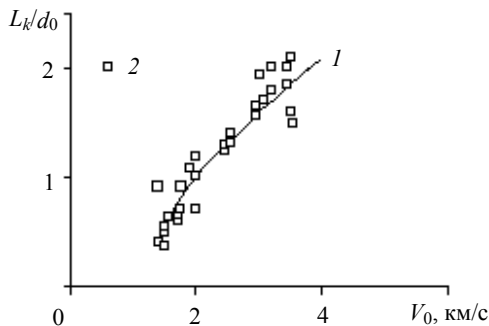


Рис. 3.6. Зависимость глубины проникания в керамику Al_2O_3 от скорости удара. Материал ударника – вольфрам. 1 – расчет по формуле (3.4); 2 – экспериментальные точки [15]

Проверка применимости моделирующего соотношения (3.4) приведена для хрупких и пластичных материалов на рис. 3.7 – 3.10. На рис. 3.7, а представлена зависимость глубины проникания в свинцовую преграду от скорости удара.

Диаметр сферического ударника – 5.6 мм, материал ударника – свинец. Цифрами обозначены: 1 – расчет по формуле (3.4), 2 – экспериментальные точки [16]. На рис. 3.7, б приведена зависимость глубины проникания ударника в медную преграду от скорости удара. Материал ударника – свинец. Видно удовлетворительное совпадение расчета с экспериментальными данными, при использовании в соотношении (3.4) в качестве σ_n динамической твердости материала H_d из табл. 3.1. Низкая твердость свинца позволяет в диапазоне скоростей удара 0.5...2.5 км/с использовать кривую 2 на рис. 3.3.

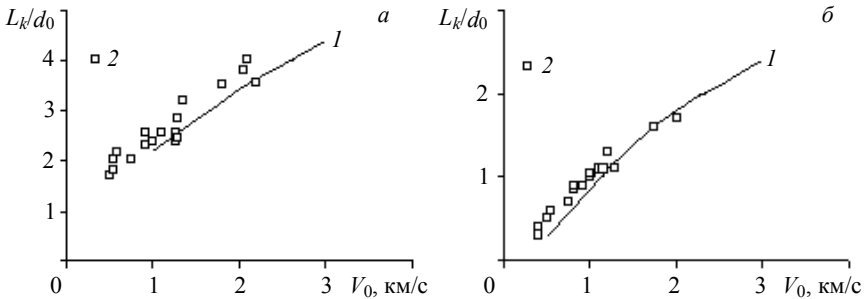


Рис. 3.7. Глубина проникания в свинцовую и медную преграды от скорости удара

На рис. 3.8, а представлена зависимость глубины проникания титанового ударника в бетон от скорости удара. Удлинение ударника равно 4. Кривая 1 – расчет по формуле (3.4); 2 – полученные экспериментальные точки. На рис. 3.8, б приведена глубина проникания в бетон от скорости удара стальным ударником. Параметры материалов взяты из табл. 3.1.

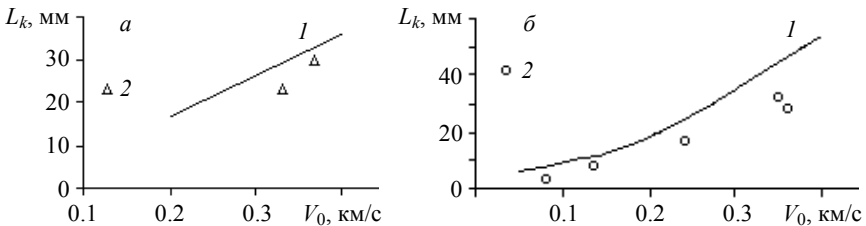


Рис. 3.8. Глубина проникания в бетон от скорости удара. Диаметр ударника 7.6 мм: Кр. 1 – расчет по формуле (3.4); 2 – экспериментальные точки; а – материал ударника – титан; б – материал ударника – сталь

Сравнение рассчитанной и экспериментальной глубины проникания недеформированных ударников из различных металлов в пресный речной лед приведено на рис. 3.9 и 3.10. На рис. 3.9 представлена зависимость глубины проникания ударника в лед при температуре 0 и -10 °С. Диаметр ударника 7.6 мм. Кривые 1 и 2 – расчет по формуле (3.4); кривые 3 и 4 – соответствующие этим температурам экспериментальные точки. Удлинение ударников равно 1. В качестве прочностного параметра в соотношении (3.4) принята динамическая твердость льда из табл. 3.1 с учетом зависимости H_d от температуры [13]. Глубина проникания стальных ударников в лед от скорости удара представлена рис. 3.10, где обозначено: кривые 1, 2 – расчет по формуле (3.4); кривые 3, 4 – экспериментальные точки. При скоростях удара менее 1 км/с высокопрочный ударник часто можно считать практически недеформируемым. Критерий перехода от недеформируемого к деформируемому ударнику пока не удается сформулировать и находится экспериментальным путем.

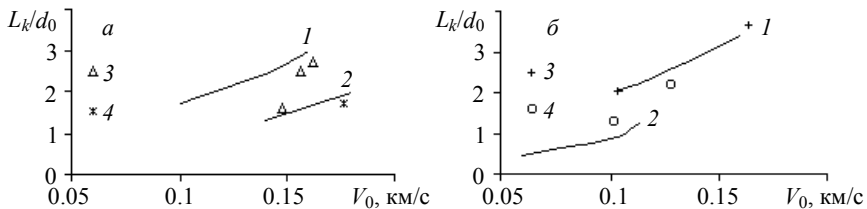


Рис. 3.9. Глубина проникания в лед от скорости удара. Диаметр ударника 7.6 мм: Кр. 1, 2 – расчет по формуле (3.4) соответственно для температуры льда 0 и -10 °С; 3, 4 – соответствующие этим температурам экспериментальные точки; а – материал ударника – титан; б – материал ударника – алюминий

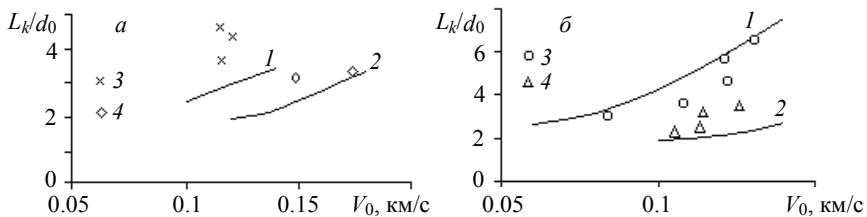


Рис. 3.10. Глубина проникания в лед от скорости удара. Диаметр ударника 7.6 мм: Кр. 1, 2 – расчет по формуле (3.4) соответственно для температуры льда -25 и -10 °С; а – материал ударника – сталь, удлинение 3.9 и 2.0; точки 3, 4 соответствуют температуре льда -25 и -10 °С; б – материал ударника – сталь; точки 3, 4 соответствуют температуре льда 0 и -25 °С

Сравнение экспериментальных данных и рассчитанных по (3.4) зависимостей для глубины проникания в лед, бетон, металлы, представленных на рис. 3.6...3.10 дает коэффициенты корреляции в диапазоне 0.8...0.97. Таким образом, формула (3.4), отражающая пропорциональность объема кратера кинетической энергии ударника с учетом энергопотерь, дает возможность на основе динамического прочностного параметра материала рассчитать глубину проникания недеформируемых и деформируемых ударников различного удлинения, плотности и твердости в металлы, бетон, лёд и керамику.

Направление, связанное с разработкой критериев подобия глубины проникания в полубесконечные преграды и сквозного пробития преград конечной толщины, ранее получило развитие в работах Н.А. Златина, В.М. Титова, Т.М. Платовой [9, 11, 26], где на основе теорем теории размерностей и экспериментальных данных получены некоторые частные решения для ударника наиболее простой – компактной формы в диапазоне скоростей удара 2...8 км/с. Нерешенными оставались вопросы о виде экспериментальных моделирующих зависимостей для ударников и преград более сложных конструктивно-компоновочных схем, в частности удлиненных ударников разнесенных и слоисто-разнесенных конструкций.

В работах Динса, Уолша, Холсэппла, Шмидта [7], выполненных в США на основе результатов компьютерных расчетов соударения по упругопластической модели в осесимметричной постановке, с учетом плавления и испарения в диапазоне скоростей 4...80 км/с, развит несколько отличный от отечественного направления подход к моделированию параметров кратера. Этот подход получил название эквивалентности на поздней стадии, или метода связующего параметра. При равенстве произведения $d_0 \rho_c^{\nu} V_0^{\mu}$ – связующего параметра для компактных ударников с различными диаметрами d_0 , плотностью ρ_c и скоростью V_0 – абсолютная величина глубины кратера оказывается одинаковой на поздней стадии, хотя подобие начальной стадии отсутствует. В предположении точечного источника $\nu = 1/3$, $\mu = 2/3$ – соответствует моделированию по кинетической энергии, а $\nu = 1/3$, $\mu = 1/3$ – моделированию по импульсу ударника. Величина показателей степени ν , μ выбирается соответствующей результатам компьютерных расчетов. Для согласования глубины кратера в компьютерных расчетах потребовалось приписать μ некоторое промежуточное значение равное 0.58. Таким обра-

зом, согласно [7], моделирование по одинаковой кинетической энергии ударника не дает постоянную глубину кратера.

Экспериментальные результаты, полученные в НИИ ПММ ТГУ, показали, однако, что единственной меры – кинетической энергии ударника – недостаточно для моделирования высокоскоростного удара. Необходимо включение параметра, характеризующего энергопотери. Такой параметр K включен в данной монографии в соотношении (3.4). Можно показать, что связующий параметр $d_0 \rho_c^\nu V_0^\mu$ содержится в соотношении (3.4) как частный случай. Действительно, если задать материал преграды, т.е. положить $\rho_{\Pi} = \text{const}$, $C_{\text{вп}} = \text{const}$, $\sigma_{\Pi} = \text{const}$ и пренебречь прочностью ударника, то (3.4) примет вид

$$L_k = K d_0 \rho_c^\nu V_0^\mu. \quad (3.5)$$

Только в случае если параметр K , характеризующий энергопотери, сохраняет постоянную величину для кратера полусферической формы, то из (3.5) получим связующий параметр в виде $d_0 \rho_c^\nu V_0^\mu$, где $\nu = 1/3$, $\mu = 2/3$. В случае если параметр, характеризующий энергопотери, зависит от условий высокоскоростного соударения, его изменение необходимо учитывать при моделировании. Моделирование высокоскоростного соударения по кинетической энергии ударника с учетом энергопотерь на явления, сопутствующие прониканию, не предполагает произвольного варьирования показателя степени μ при скорости удара V_0 и имеет ясный физический смысл.

3.2. Критерии подобия предельной скорости сквозного пробития элементов конструкций

Нахождение критериев подобия, определяющих проникание ударника в разнесенные преграды, и построение функциональных связей между ними является в настоящее время актуальной задачей, связанной с появлением новых материалов и конструктивно-компоновочных схем конструкций авиационно-космической техники. В данном разделе монографии ставилась цель построения на основе баллистических экспериментов полуэмпирических критериальных соотношений для предельных условий сквозного пробития однородных преград ограниченной толщины и пакета разнесенных металлических пластин при нагружении ударником кинетического действия.

Пробитие ударником преграды ограниченной толщины и элементов разнесенной конструкции сопровождается комбинированным воздействием сдвигового и отрывного разрушения материалов. Преобладающий механизм разрушения определяется скоростью соударения, физико-механическими свойствами и конструктивно-компоновочными схемами ударника и разнесенной преграды. Эти же параметры определяют и величину энергопотерь на сопутствующие прониканию явления: деформации в радиальном направлении, разрушение ударника и преграды, разлет осколков. Оценку величины энергопотерь можно получить косвенным путем, сравнивая в экспериментах глубину проникания ударников разной массы и скорости в разнесенные преграды. Анализ экспериментальных параметрических исследований позволил установить структуру обобщенных полуэмпирических формул для расчета глубины проникания ударников в разнесенные преграды [18]. Эмпирические коэффициенты в формулах, связывающие критерии подобия для глубины проникания, косвенно связаны с величиной энергопотерь.

Специфика задач высокоскоростного пробития ударником элементов разнесенной конструкции связана с многообразием нестационарных и неоднородных процессов высокоскоростного деформирования и разрушения, протекающих в трех пространственных координатах в милли- и микросекундных интервалах времени. Вследствие этого существующие технические средства измерений позволяют в модельных экспериментах регистрировать лишь параметры кинематической обстановки деформирования и разрушения конструкций, в то время как необходимые динамические характеристики материалов – компоненты тензора напряжений в виде функции от времени и координат – остаются недоступными измерению. К регистрируемым кинематическим параметрам относятся: поле массовых скоростей в ударнике и преграде, траектории и углы разлета частиц в запреградных потоках. В число регистрируемых интегральных величин, характеризующих завершённое макроразрушение, входят: динамическая твердость, работа вытеснения единицы объема, глубина проникания, предельная скорость сквозного пробития, предельно пробиваемая толщина листа, характерные размеры кратеров, отверстий, областей откольного разрушения.

Динамические испытания материалов в составе конструктивно-компоновочных схем разнесенных конструкций выполнялись на баллистическом стенде НИИ ПММ ТГУ, оснащённом пороховыми и легкогазовыми метательными установками калибром 8...50 мм. Образцы, имитирующие элементы конструкций, представляют собой плоскопарал-

лельные пластины толщиной 2...100 мм. Масса компактных ударников из сплавов стали, алюминия, меди, сплава ВНЖ (вольфрам – никель – железо) в зависимости от поставленной задачи изменяется в пределах 1...1000 г, диапазон скоростей метания составил 0.1...6 км/с.

Экспериментальные закономерности параметров сдвигового и отрывного макроразрушения материалов исследовались на актуальных конструктивно-компоновочных схемах элементов конструкций авиационной и ракетно-космической техники. В качестве модельных материалов использовались сплавы стали, алюминия, титана, свинца, стеклопластики, оргстекло.

На рис. 3.11 представлены фотографии образцов разнесенных преград из сплава Д16 после пробития ударником в форме шара из сплава ВНЖ. Скорость удара 1.7 км/с соответствует механизму разрушения преград компактным ядром – остатком ударника. Представляло практический интерес установить влияние дробления ударника на пригодность обобщенных эмпирических формул для расчета глубины проникания в разнесенные преграды.

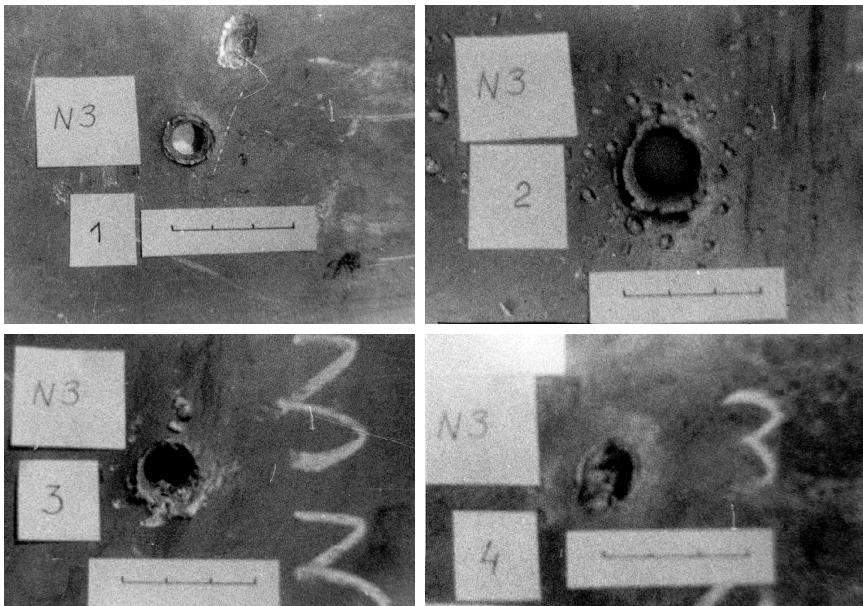


Рис. 3.11. Фотографии образцов разнесенных преград из сплава Д16 ($HB = 0.4$ ГПа). Толщина первой пластины 6 мм, последующих – 16 мм. Величина разнесения 50 мм, скорость удара 1.7 км/с. Ударник в форме шара из сплава ВНЖ диаметром 6.4 мм

Фотографии образцов на рис. 3.11 показывают характерную особенность проникающего действия высокоплотного ударника в форме шара – сосредоточенный удар без существенного разлета осколков по последовательно расположенным пластинам в пакете. С ростом скорости соударения возрастает влияние импульсного воздействия потока осколков на пластины в разнесенной конструкции. На рис. 3.12 представлена фотография тыльной стороны второй преграды слоисто-разнесенной конструкции. Толщина алюминиевой преграды 3.5 мм. После пробития первой преграды формируется поток вторичных частиц, оказывающий импульсное воздействие на вторую преграду.

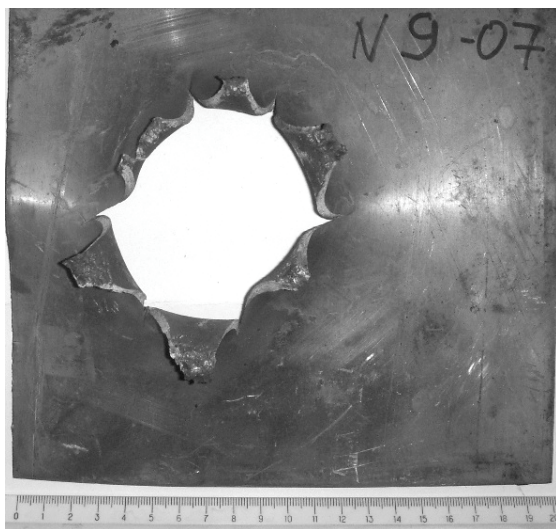


Рис. 3.12. Тыльная сторона второй преграды в пакете разнесенной конструкции. Скорость удара 7.8 км/с. Диаметр стального ударника в форме шара 4.8 мм

Разрушение пластины, показанное на рис. 3.12, связано с импульсным воздействием потока вторичных частиц. Для того чтобы получить систему критериев подобия для предельных условий пробития разнесенной конструкции, необходимо исследовать критерии подобия для однородных пластин конечной толщины.

Если характеризовать материалы преграды и ударника в форме шара плотностью и динамической твердостью, относительная предельно

пробиваемая толщина однородной преграды сохраняет подобие при парном равенстве следующих критериев подобия:

$$\frac{\rho_{\text{п}} V_0^2}{H_{\text{дп}}}; \quad \frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}}; \quad \frac{H_{\text{дс}}}{H_{\text{дп}}}; \quad \frac{l_c}{d_c}. \quad (3.6)$$

Полученные в НИИ ПММ ТГУ экспериментальные результаты [11] показали, что данная система критериев подобия требует уточнения. Действительно, основной моделирующий комплекс будет сохранять постоянную величину даже в том случае, если одновременно варьировать в широких пределах плотность и скорость соударения. Подобие относительной глубины проникания или предельно пробиваемой толщины при этом должно сохраняться. Однако это справедливо лишь для ограниченного диапазона варьирования скорости соударения, поскольку в разных областях скорости удара проявляются новые закономерности, например разрушение ударника или интенсивный лицевой выброс материала преграды. Включение в систему (3.6) числа Маха вносит ограничение на произвольное варьирование скорости удара. Функциональная связь между критериями подобия для пробития пластин конечной толщины, как и для глубины кратера в полубесконечных преградах, должна отражать некоторую объективную закономерность. Такой закономерностью может служить пропорциональность деформированного объема пластины кинетической энергии ударника. На пределе сквозного пробития деформированный объем можно принять пропорциональным кубу толщины пластины. Тогда по аналогии с глубиной кратера можно записать функциональную связь между критериями подобия, отражающую в безразмерном виде пропорциональность деформированного объема кинетической энергии ударника.

Баллистический эксперимент дает возможность определить коэффициент пропорциональности в критериальном соотношении

$$\frac{b_{\text{псп}}}{d_c} = g \left(\frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{l_c}{d_c} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{V_0}{C_{\text{вп}}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_{\text{п}} C_{\text{вп}}^2}{H_{\text{дп}}} \right)^{0,24}. \quad (3.7)$$

На рис. 3.13 представлена зависимость коэффициента g в формуле (3.7) от параметра $V_0 / C_{\text{вп}}$ для стальной пластины ограниченной толщины.

Из сравнения результатов, представленных на рис. 3.13, следует, что в пределах постоянной величины удлинения ударника соотношение (3.7) обеспечивает обобщенное описание экспериментальных точек.

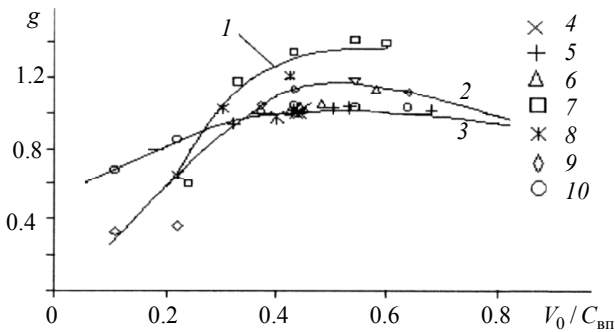


Рис. 3.13. Зависимость коэффициента g от моделирующего параметра в соотношении (3.7). 1...3 – аппроксимация экспериментальных точек для удлинения $\lambda = 20$, $\lambda = 10$, $\lambda = 1$ соответственно; 4...6 – экспериментальные точки НИИ ПММ для удлинения $\lambda = 1$, $\lambda = 2$, $\lambda = 4$ соответственно для стального ударника и преграды; 7, 8 – удлинение $\lambda = 20$, $\lambda = 27$ соответственно для ударника из вольфрама и преграды из стали; 9, 10 – точки [17] для удлинения $\lambda = 10$, $\lambda = 1$ соответственно для стального ударника и преграды

На рис. 3.14 приведена зависимость предельной толщины пробития преграды ограниченной толщины от скорости удара. Использовались материалы: ударник – медь, преграда – сталь. Скорость ударника варьировалась в пределах 1.8...3.2 км/с.

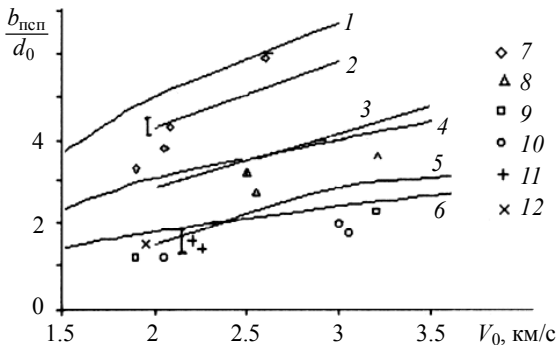


Рис. 3.14. Зависимость предельной толщины пробития от скорости удара. Ударник – медь, преграда – сталь. Кр. 1, 4, 6 – расчет в рамках модели (3.6) для удлинения $\lambda = 4$, $\lambda = 2$, $\lambda = 1$ соответственно; кр. 2, 3, 5 – расчет по формуле (3.7) для удлинения $\lambda = 4$, $\lambda = 2$, $\lambda = 1$ соответственно; кр. 7–12 – экспериментальные данные для медных ударников удлинением 1...4

Из сопоставления результатов, приведенных на рис. 3.13 и 3.14, видно, что при варьировании параметра $V_0/C_{вп}$ коэффициент g в обобщенном соотношении (3.7) меняется существенно. Особенно это заметно с ростом удлинения ударника и при снижении скорости удара менее 2 км/с. Необходимо установить диапазон варьирования параметра $V_0/C_{вп}$, в котором g можно принять постоянным. Тогда в данном диапазоне скоростей удара скорость звука можно не включать в систему определяющих параметров.

Результаты, приведенные на рис. 3.14, показывают, что расчет по формуле (3.7), включающей число Маха, дает существенно лучшее описание экспериментальных данных в области скоростей соударения, меньших 2 км/с, по сравнению с расчетами в рамках модели (3.6).

Система определяющих параметров для глубины проникания в разнесенные преграды из одинаковых материалов с равномерной схемой разнесения и равной толщиной пластин в пакете содержит: L_k , мм – глубину проникания; d_0 , мм – диаметр ударника; S , мм – разнесение; b , мм – толщину пластины; V_0 , км/с – скорость удара; ρ_c , $\rho_{п}$, г/см³ – плотность ударника и преграды; $H_{дс}$, $H_{дп}$, ГПа – динамическую твердость ударника и преграды; $C_{бп}$, км/с – объемную скорость звука материала преграды. Согласно основной теореме теории размерностей, из десяти размерных параметров при трех независимых размерностях получим семь критериев подобия для глубины проникания в разнесенные преграды.

$$\frac{\sum b_i + L_k}{d_0}, \quad \frac{S}{d_0}, \quad \frac{b}{d_0}, \quad \frac{V_0}{C_{вп}}, \quad \frac{\rho_c V_0^2}{H_{дп}}, \quad \frac{\rho_c}{\rho_{п}}, \quad \frac{H_{дс}}{H_{дп}}. \quad (3.8)$$

Из системы (3.8) следует эквивалентная система критериев в виде

$$\frac{\sum b_i + L_k}{d_0}, \quad \frac{S}{d_0}, \quad \frac{b}{d_0}, \quad \frac{V_0}{C_{вп}}, \quad \frac{\rho_{п} C_{вп}^2}{H_{дп}}, \quad \frac{\rho_c}{\rho_{п}}, \quad \frac{H_{дс}}{H_{дп}}. \quad (3.9)$$

Если величина разнесения и толщина пластин не влияют заметно на глубину проникания, то система (3.9) упрощается и становится той же, что и для монолитных пластин:

$$\frac{\sum b_i + L_k}{d_0}, \quad \frac{V_0}{C_{вп}}, \quad \frac{\rho_{п} C_{вп}^2}{H_{дп}}, \quad \frac{\rho_c}{\rho_{п}}, \quad \frac{H_{дс}}{H_{дп}}. \quad (3.10)$$

Глубину проникания в разнесенные конструкции можно записать исходя из пропорциональности объема вытесненного материала кинетической энергии ударника в виде

$$\frac{\sum b_i + L_k}{d_0} = G \left(\frac{\rho_c}{\rho_n} \right)^{1/3} \left(\frac{V_0}{C_{вп}} \right)^{2/3} \left(\frac{\rho_n C_{вп}^2}{H_{дп}} \right)^{1/3}, \quad (3.11)$$

где G – эмпирический коэффициент, учитывающий специфику энергопотерь при проникании в разнесенные преграды:

$$G = g \left(\frac{\rho_c}{\rho_n} \right)^{0.167} \left(\frac{\rho_n C_{вп}^2}{H_{дп}} \right)^{-0.08} \left(\frac{H_{дс}}{H_{дп}} \right)^d, \quad (3.12)$$

где $g = \Phi(V_0 / C_{вп})$.

С учетом (3.12) критериальное соотношение для предельной глубины проникания в однородные разнесенные преграды имеет вид

$$\frac{\sum b_i + L_k}{d_0} = g \left(\frac{\rho_c}{\rho_n} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{V_0}{C_{вп}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_n C_{вп}^2}{H_{дп}} \right)^{0.24} \left(\frac{H_{дс}}{H_{дп}} \right)^d. \quad (3.13)$$

Моделирующее соотношение (3.13) применимо как для недеформируемых ударников, так и для деформируемых. Отличия касаются величины коэффициента g и показателя степени d , определяющих эффективность проникания ударника в глубь материала преграды. Левая часть данного уравнения определяется из экспериментов на разнесенных преградах, в правую подставляем константы исследуемых материалов ударника и преграды.

На рис. 3.15 представлена зависимость коэффициента в уравнении (3.13) для монолитных полубесконечных (кривые 1 и 2) и разнесенных (точки 1...9) преград, где 1 – недеформируемые ударники; 2 – деформируемые ударники. Точки на рис. 3.15 соответствуют: 1, 2 – ударник из сплава ВНЖ, преграды из сплава Д16, толщиной 6 и 4 мм соответственно, разнесение 30 мм; 3, 4 – толщиной 2 и 5 мм, разнесение 30 мм; 5 – ударник – ВНЖ, преграды из сплава Д16, толщиной 6 и 16 мм, разнесение 50 мм; 6, 8 – ударник – сталь ШХ–15, материалы преград сталь и сплав Д16; 7 – ударник – ВНЖ, преграда полубесконечная из сплава Д16; 9 – ударник – сталь (ШХ-15), разнесение 50 мм, преграды из стали и алюминия толщиной 2...4 мм, масса ударника 0.87...0.45 г.

При низких скоростях соударения ($V_0/C_{\text{вп}} \leq 0.2$) точки для разнесенных преград идут выше кривой 1 на рис. 3.15, соответствующей прониканию недеформируемых ударников в полубесконечные преграды. Это означает, согласно (3.13), что суммарная глубина проникания в разнесенную конструкцию несколько больше глубины проникания в полубесконечную преграду при данных скоростях удара и при прочих равных условиях. С ростом скорости соударения ($V_0/C_{\text{вп}} > 0.2 \dots 0.3$) точки переходят на кривую 2, соответствующую прониканию деформируемых ударников в полубесконечные преграды, а затем, при $V_0/C_{\text{вп}} \approx 0.6 \dots 1.2$, коэффициент g в соотношении (3.13) для разнесенных конструкций становится меньше аналогичного коэффициента для полубесконечных преград. Это означает, что в данной области скоростей разнесенные преграды становятся эффективнее полубесконечных. Рост эффективности разнесенных конструкций связан с ударно-волновым дроблением ударника и разлетом его осколков на большую площадь.

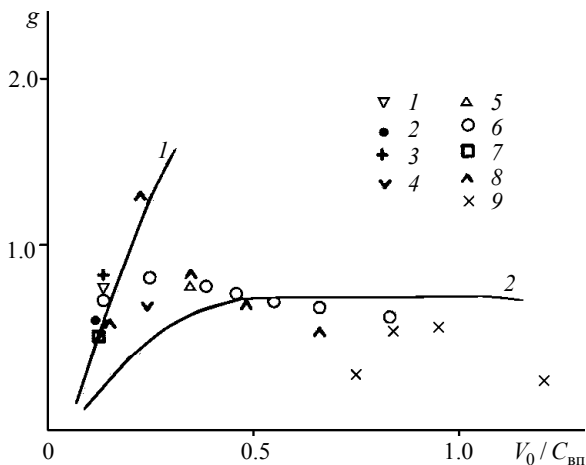


Рис. 3.15. Эмпирический коэффициент в уравнении (3.13) для монолитных (кр. 1, 2) и разнесенных (точки 1...9) преград. 1, 2 – монолитные полубесконечные преграды (1 – недеформируемые ударники, 2 – деформируемые ударники). Точки 1...9 – разнесенные преграды

Из результатов, представленных на рис. 3.15, видно, что в рамках соотношения (3.13) имеет место сгущение экспериментальных точек для разнесенных преград как для недеформируемых ударников, так и в области скоростей соударения, где наблюдается разрушение ударника. Обобщенное описание экспериментальных данных по предельной толщине сквозного пробития разнесенных преград на основе соотношения (3.13) получено в [18] для пакета разнесенных пластин из сплавов Д16Т и ВТ-14 при соударении по нормали и под углом 45° .

Зависимость предельной толщины сквозного пробития алюминиевой (Д16) пластины ограниченной толщины от скорости удара приведена на рис. 3.16, сплошная кривая – расчет по формуле (3.7). Эксперимент показывает применимость подхода на основе пропорциональности деформированного объема кинетической энергии ударника для расчета предельной толщины сквозного пробития.

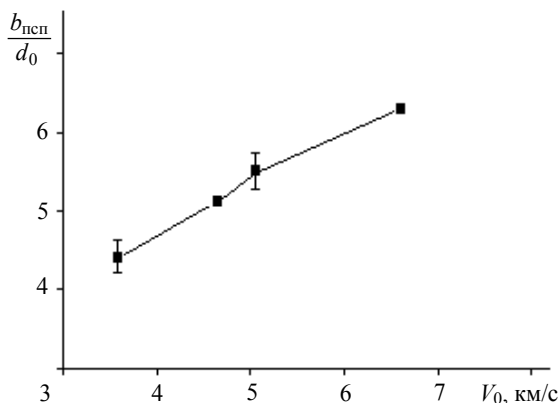


Рис. 3.16. Зависимость относительной предельной пробиваемой толщины алюминиевой пластины от скорости удара. Масса стальных (ШХ-15) ударников 0.87...0.45 г, преграда – алюминий (Д16)

Из сравнения рассчитанных и экспериментальных результатов следует, что разработанные обобщенные зависимости для предельного пробития преград ограниченной толщины и разнесенных преград, основанные на пропорциональности предельной толщины пробития кинетической энергии ударника, описывают результаты баллистического эксперимента.

Следует отметить, что данный вывод сохраняется и в области скоростей свыше 2.5 км/с, т.е. превышающих критические скорости начала волнового дробления ударника. Вероятностный характер дробления ударника увеличивает разброс экспериментальных точек, но ход зависимости сохраняется.

Основные результаты раздела сводятся к следующему. В диапазоне скоростей 1...6 км/с экспериментально исследованы параметры сдвигового и отрывного макроразрушения конструкционных материалов (сплавы стали, алюминия, титана, свинца) в пакете разнесенных преград. Показано, что в данном диапазоне скоростей возможно экспериментальное определение некоторой интегральной характеристики, связанной с величиной энергопотерь для данного типа разнесенной преграды, соответствующей определенному механизму деформирования и разрушения конструкции. Найдена количественная связь предельной глубины проникания в разнесенные конструкции с кинетической энергией ударника. Определены величины эмпирических коэффициентов, связанных с энергопотерями при проникании ударника в пакет разнесенных пластин. Установлены критерии подобия и предложены критерияльные соотношения, связывающие критерии подобия с предельной толщиной сквозного пробития преград ограниченной толщины и разнесенных преград.

3.3. Подобие остаточной скорости ударника

В данном разделе приведены результаты экспериментальных исследований остаточной скорости ударника в виде стержня и компактного элемента за однородными и неоднородными преградами ограниченной толщины. К однородным относятся металлические, а к неоднородным – двухслойные пластины стеклотекстолит – сплав алюминия и железобетонные плиты. Полученные результаты являются основой для разработки энергетической модели остаточной скорости ударника исходя из величины подводимой энергии и эмпирических коэффициентов, учитывающих специфику энергопотерь при пробитии данной конструктивно-компоновочной схемы защитной конструкции. Получена формула для запреградной скорости ударника, учитывающая энергопотери при сквозном проникании для различных механизмов деформирования и разрушения преград. Энергия, которая затрачивается при соударении на деформацию и переход в тепло, равна разности кинетических энергий

до и после свободного неупругого удара. В реальных условиях пробития преграды происходит дополнительная затрата энергии вследствие появления зоны сдвиговых деформаций и отрывного разрушения на границе между выбиваемой пробкой и остальной преградой.

Для построения алгоритма переноса результатов экспериментального моделирования на оригинал и его экспериментальной проверки требуется установить систему критериев подобия и закономерностей, связывающих параметры потока вторичных частиц с условиями нагружения, механизмом разрушения и физико-механическими характеристиками материалов ударника и конструкции. К наиболее важным параметрам низкоскоростного сквозного пробития относятся максимальная запреградная скорость и масса наиболее крупной частицы. При импульсном механизме воздействия, характерном для скорости удара свыше 3...5 км/с, существенными становятся величина угла разлета, полная масса потока и распределение импульса по углу разлета.

На рис. 3.17 приведены теневые ортогональные рентгенограммы процесса сквозного пробития дюралюминиевой (Д16) пластины стальным (ШХ-15, HV 1 ГПа) сферическим ударником диаметром 8 мм. Направление движения ударника сверху вниз. Толщина пластины 6 мм. Теневая реперная система, смонтированная по периметру преграды, служила для определения координат и углов разлета вторичных частиц. Для ударников в форме шара характерным является выделение в запреградном потоке компактного ядра. На рентгенограмме видно движение деформированного ударника в направлении вектора скорости за тыльным срезом преграды. Наиболее крупный осколок деформированного ударника лидирует в запреградном потоке.

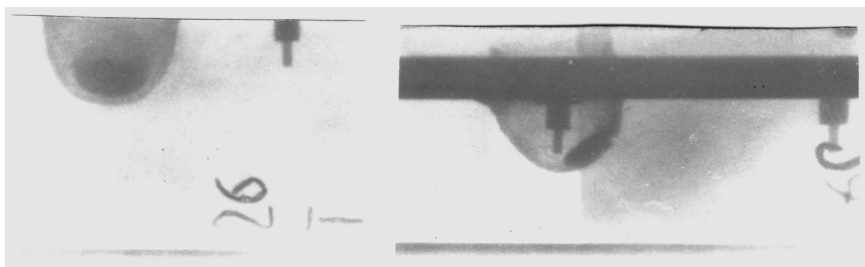


Рис. 3.17. Две теневые ортогональные рентгенограммы процесса соударения под углом 30° от нормали. Скорость удара 3.6 км/с

Существующие способы интегральных оценок запреградной скорости основаны на применении соотношений, полученных из законов сохранения импульса и энергии. Для тонких гомогенных пластин и ударников компактной формы найдено [19], что в диапазоне скоростей соударения 3...9 км/с запреградная скорость $V_{\text{ост}}$ соответствует закону сохранения импульса, если ввести поправочный эмпирический коэффициент:

$$\frac{V_{\text{ост}}}{V_0} = k \frac{1}{1 + \eta}, \quad (3.14)$$

где V_0 – скорость ударника; $\eta = (b/l_c)(\rho_n/\rho_c)$ – отношение масс единицы площади ударника и пластины; b , l_c – толщина преграды и характерный размер ударника в направлении вектора скорости; ρ_n , ρ_c – начальные плотности материалов пластины и ударника; $k = 0.9$ – эмпирический коэффициент, учитывающий неидеальность явления.

В случае пробивания гомогенной пластины высокотвердым ударником по механизму адиабатического сдвига из уравнения баланса энергии при $V_0 < 1.3$ км/с следует [20]

$$V_{\text{ост}} = \frac{\sqrt{V_0^2 - V_{\text{псп}}^2}}{1 + \eta}, \quad (3.15)$$

где $V_{\text{псп}}$ – предельная скорость сквозного пробития.

Оценки запреградной скорости по (3.14) и (3.15) дают расхождение, достигающее до ста и более процентов. Целью данного раздела была разработка энергетической модели запреградной скорости для однородных и неоднородных преград при скоростях соударения в диапазоне 0.1...4 км/с, где существенны различия в прочностных характеристиках ударников и материалов преград. Рассматриваются удар по нормали и под углом. В качестве материалов исследуемых преград использовалась сталь различной исходной твердости, алюминиевые сплавы марок Д16, Д16Т, АМг6, текстолит, стеклотекстолит марок КАСТ-В, СТКТ-НА, железобетон.

В первом приближении баланс энергии можно записать без учета потери энергии на тепло:

$$E_0 = \frac{m_0 V_0^2}{2} = \frac{m_{\text{ост}} V_{\text{ост}}^2}{2} + \frac{m_0 V_{\text{псп}}^2}{2}, \quad (3.16)$$

$$\text{откуда} \quad E_{\text{ост}} = E_0 - E_{\text{псп}}. \quad (3.17)$$

В соотношении (3.17) E_0 , $E_{\text{псп}}$, $E_{\text{ост}}$ – соответственно начальная кинетическая энергия ударника, энергия, идущая на предельное пробитие, остаточная энергия запреградного потока.

Остаточная скорость в данном приближении имеет вид

$$V_{\text{ост1}} = \frac{\left(V_0^2 - V_{\text{псп}}^2\right)^{\frac{1}{2}}}{\left(1 + \frac{m_{\text{ост}}}{m_0}\right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (3.18)$$

где $m_{\text{ост}} = S\rho_{\text{п}}b$ – масса запреградного потока в случае адиабатического сдвига; $m_0 = S\rho_c l_c$ – масса ударника; S – площадь поперечного сечения ударника.

С учетом расхода энергии на деформации и тепло [19] получим

$$V_{\text{ост2}} = \frac{\left(V_0^2 - V_{\text{псп}}^2\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \frac{m_{\text{ост}}}{m_0}}. \quad (3.19)$$

Таким образом, учет расхода на тепло и деформации даёт вклад в виде множителя в правой части следующего выражения, где данный расход оказывается зависящим от параметра $m_{\text{ост}}/m_0$:

$$V_{\text{ост2}} = \frac{V_{\text{ост1}}}{\left(1 + \frac{m_{\text{ост}}}{m_0}\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (3.20)$$

Соотношение (3.20) переходит в (3.15), если механизм разрушения преграды соответствует адиабатическому сдвигу. В таком случае площадь выбитой части преграды равна площади миделя ударника. В данной работе, однако, показано, что в случае более сложного комбинированного механизма разрушения сдвигом и отрывом параметра $m_{\text{ост}}/m_0$ недостаточно для моделирования расхода энергии на деформации и тепло и, в конечном счете, для расчета остаточной скорости. Предложено ввести эмпирический коэффициент, зависящий от механизма деформирования и

разрушения ударника и преграды, в знаменатель выражения

$$V_{\text{ост}} = \frac{(V_0^2 - V_{\text{псп}}^2)^{\frac{1}{2}}}{1 + G \frac{m_{\text{ост}}}{m_0}}. \quad (3.21)$$

Величина безразмерного коэффициента G в соотношении (3.21) зависит от параметра $m_{\text{ост}}/m_0$. Если масса ударника m_0 сохраняется за преградой, то его количество движения и энергия после пробития будут равны соответственно $m_0 V_{\text{ост}}$ и $m_0 V_{\text{ост}}^2/2$. Сложность в том, что для достаточно толстых преград (25...40 мм) остаточная масса ударников может уменьшаться в процессе пробивания и составить менее половины начальной. Чтобы учесть этот эффект, вводится эмпирическая зависимость G от толщины пластины, скорости соударения и динамического предела текучести ударника.

График зависимости остаточной скорости от скорости удара для железобетонной плиты толщиной 24 мм, рассчитанный по формуле (3.21) при $G = 0.74$, приведен на рис. 3.18. Отличие данной зависимости от аналогичной для стальных плит [20] заключается в величине эмпирического коэффициента G .

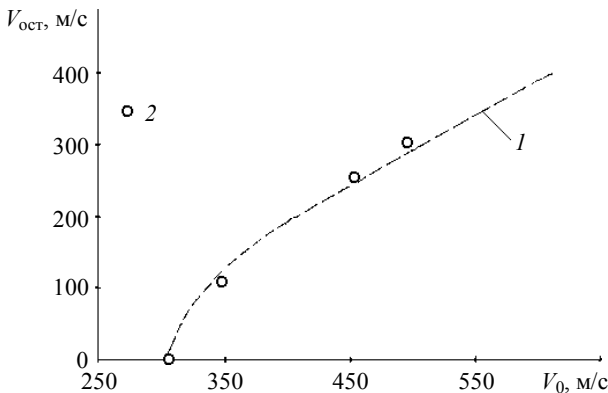


Рис. 3.18. Зависимость остаточной скорости от скорости удара. Ударник из стали: $d_c = 7.6$ мм, $l_c = 22.8$ мм. Преграда – железобетон со степенью армирования 2...3 %. Кр. 1 – расчет; 2 – эксперимент

При начальной скорости равной 343 м/с, остаточная скорость, полученная экспериментально, равна 118 м/с, расчетная – 120 м/с. При начальной скорости 458 м/с остаточная экспериментальная скорость равна 256 м/с, расчетная – 258 м/с. Таким образом, отклонение расчета от эксперимента на начальном участке кривой составляет 2 %.

Полученные данные позволяют построить систему параметров приближенного подобия запреградной скорости. Если влияние прочности преграды характеризовать неявным образом через величину предельной скорости сквозного пробития $V_{\text{псп}}$, то в систему определяющих параметров войдут V_0 , $V_{\text{псп}}$, $V_{\text{ост}}$, ρ_c , $\rho_{\text{п}}$, b , l_c , d_c , G , где V_0 – скорость удара; $V_{\text{псп}}$ – предельная скорость сквозного пробития; $V_{\text{ост}}$ – запреградная скорость ударника; ρ_c , $\rho_{\text{п}}$ – плотности ударника и преграды; G – безразмерный коэффициент, связанный с энергопотерями при сквозном проникании и учитывающий отличие реального механизма разрушения от идеальной схемы адиабатического сдвига. Из девяти параметров согласно основной теореме теории размерностей получаем 6 критериев подобия, которые можно представить в виде

$$\frac{V_{\text{ост}}}{V_0} = \phi \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_c}; \frac{V_0}{V_{\text{псп}}}; \frac{b}{l_c}; \frac{l_c}{d_c}; G \right). \quad (3.22)$$

Предельная скорость сквозного пробития $V_{\text{псп}}$ связана в свою очередь с критериями подобия в виде: $V_{\text{псп}}/C_{\text{вп}}$, $b_{\text{псп}}/d_c$, $\rho_{\text{п}}/\rho_c$, l_c/d_c , $\rho_{\text{п}}V_0^2/\sigma_{\text{п}}$, $\sigma_c/\sigma_{\text{п}}$, G , где σ_c , $\sigma_{\text{п}}$ – динамические прочностные характеристики ударника и преграды; G – коэффициент, связанный с энергопотерями на пределе сквозного пробития. Присутствие в системе параметров числа Маха не противоречит комплексу $\rho_{\text{п}}V_0^2/\sigma_{\text{п}}$, поскольку энергопотери на сопутствующее явление существенным образом меняются с изменением $V_{\text{псп}}/C_{\text{вп}}$. Необходимо сначала выбрать диапазон переменных, где решение не зависит от $V_{\text{псп}}/C_{\text{вп}}$, а затем использовать комплекс $\rho_{\text{п}}V_0^2/\sigma_{\text{п}}$ в пределах выбранного диапазона, где коэффициент энергопотерь G сохраняет постоянную величину.

На рис. 3.19 представлена зависимость остаточной скорости ударника в форме шара от скорости соударения. Пунктирная линия – расчет по

предложенному энергетическому соотношению (3.21); 3 – полученные экспериментальные точки. Видно, что экспериментальные точки и пунктирная кривая пересекают зависимость I , рассчитанную по закону сохранения импульса (3.14). Таким образом, закон сохранения импульса не может служить оценкой сверху для запреградной скорости. Оценкой снизу может служить расчет по формуле (3.15), если использовать экспериментальное значение $V_{\text{псп}}$.

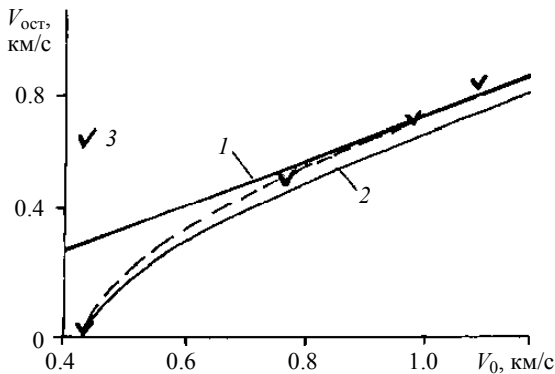


Рис. 3.19. Остаточная скорость ударника для двухслойной пластины СТКТ-НА+АМг6 толщиной 13.0 (8.0 + 5.0) мм при ударе под углом 30° от нормали. Диаметр ударника из стали ШХ-15, отожженной до HV 1 ГПа, составил 12.65 мм. Кр. 1, 2 – расчет соответственно по законам сохранения импульса (3.14) и энергии (3.15)

На рис. 3.20 представлены результаты по моделированию остаточной скорости ударника за однородными и неоднородными преградами исходя из энергетической модели (3.21) с коэффициентом G , связанным с энергопотерями при пробитии.

Из представленных на рис. 3.20 рассчитанных и экспериментальных данных видно, что оценкой сверху запреградной скорости для однородных и неоднородных преград является энергетическая модель с корректировочным коэффициентом G в соотношении (3.21) равным нулю, а оценкой снизу – расчет по энергетическому соотношению (3.21) с коэффициентом равным единице. Данный коэффициент зависит от прочностных свойств системы «преграда – ударник».

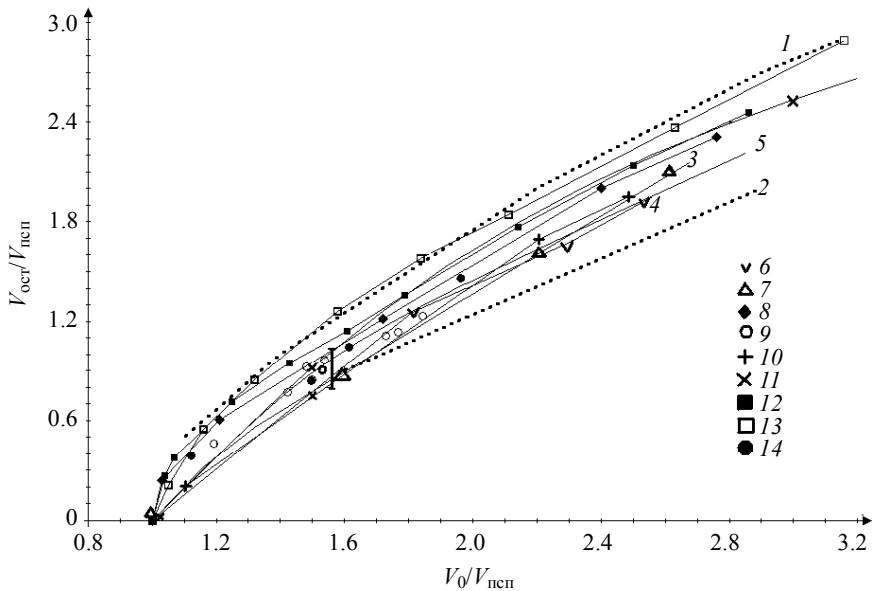


Рис. 3.20. Моделирование остаточной скорости ударника. Расчет по энергетическому соотношению (3.21): кр. 1 – зависимость относительной запреградной скорости от относительной начальной скорости при корректировочном коэффициенте G в энергетической модели (3.21), равном нулю; кр. 2 – то же с коэффициентом равным единице; кр. 3, 4 – рассчитанная по энергетической модели зависимость для стеклотекстолита; кр. 5 – расчет для двухслойной преграды текстолит – алюминий. Экспериментальные точки: 6, 7 – стеклотекстолитовые пластины толщиной 10 мм; 8 – две разнесенные алюминиевые пластины по 3.3 мм каждая; 9, 10 – двухслойные преграды стеклотекстолит – алюминий; 11 – однородная алюминиевая пластина; 12 – алюминиевая пластина толщиной 6.6 мм; 13 – алюминиевая пластина толщиной 3.3 мм; 14 – железобетонная преграда толщиной 24 мм

В экспериментах НИИ ПММ ТГУ [21] показано, что для фиксированной пары «ударник – преграда» при постоянной скорости соударения величина корректировочного коэффициента G зависит от отношения массы на единицу площади ударника и преграды, скорости удара. Сравнение остаточной скорости показывает, что определяющий параметр – масса на единицу площади двухслойной преграды – в области скоростей удара до 1 км/с может быть аппроксимирован суммой масс на единицу площади каждого из слоев, составляющих двухслойный элемент конструкции. При ударе под углом [21], масса на единицу

площади однородной либо неоднородной преграды представляет собой массу на единицу площади в направлении вектора скорости ударника. Формула для расчета запреградной скорости (3.21), учитывающая специфику энергопотерь при смене механизма разрушения от сдвигового до отрывного и их комбинаций, имеет ясный физический смысл и не требует произвольного варьирования показателя степени при скорости удара для согласования с экспериментом, как предлагается Ламбертом в [34].

При расчете остаточной скорости ударника для неоднородных преград определяются эффективные физико-механические характеристики эквивалентной гомогенной среды, моделирующей неоднородную преграду. В случае тонких железобетонных плит слой бетона с арматурой можно заменить гомогенной смесью материалов стали и бетона, начальная плотность которой равна

$$\rho_{жб} = v_1 \rho_c + v_2 \rho_b, \quad (3.23)$$

где v_1 , v_2 , ρ_c , ρ_b – соответственно начальные объемные концентрации, плотность стали и бетона.

Объемные концентрации определяются через площади, занятые сталью и бетоном в сечении, перпендикулярном направлению арматурного прутка. Эквивалентная величина предела текучести σ определяется по формуле

$$\sigma = m_1 \sigma_1 + m_2 \sigma_2, \quad (3.24)$$

где m_1 , m_2 – массовые концентрации стали и бетона в армированном слое бетона; σ_1 , σ_2 – соответственно пределы текучести компонентов железобетона.

Эффективные физико-механические характеристики эквивалентной гомогенной среды определяются экспериментально в рамках разработанного эмпирического подхода к моделированию остаточной скорости ударника за неоднородными преградами. Определение средней плотности плиты из железобетона проводилось путем взвешивания образцов известных размеров. Нахождение эффективного прочностного параметра неоднородной среды проводилось на основе результатов экспериментов по пробитию железобетона и отдельно его компонентов – стали и бетона.

Таким образом, для однородных и неоднородных преград получены в обобщенных переменных закономерности, связывающие запреградную скорость с условиями нагружения и физико-механическими характеристиками материалов ударника и конструкции для различных меха-

низмов разрушения. Предложена экспериментальная формула для остаточной скорости ударника за железобетонной плитой. Экспериментально показана возможность введения для двухслойных стеклотекстолит – алюминий и железобетонных плит эквивалентной гомогенной среды с усредненной величиной плотности и прочностного сопротивления. Найдены предельные оценки сверху и снизу остаточной скорости при различных механизмах разрушения однородных и неоднородных преград. Получены и проверены критерии подобия на основе динамической твердости и построены соответствующие критериальные уравнения. Исследована структура критериев подобия и критериальных уравнений, связывающих критерии и исследуемые параметры задач соударения. Полученные зависимости могут быть использованы при прогнозировании эффективности неоднородных защитных конструкций со сложной внутренней структурой.

3.4. Затухание дивергентных волн напряжений в твердых телах. Подобие откольного разрушения

Распространение в преграде неоднородной и нестационарной волны напряжений представляет практический интерес с точки зрения изучения механизма передачи высоких импульсных давлений на значительные расстояния и инициирования вторичных процессов, например динамического разрушения, детонации ВВ. Затухание ударных волн, наиболее сильное в материалах с большей сжимаемостью, определяется тремя основными причинами: взаимодействием фронта волны с догоняющими волнами разгрузки, геометрическим расхождением волн и релаксационными процессами. Закономерности затухания волн напряжений в твердых телах кроме указанных причин зависят в сильной степени от формы ударника. В данном разделе монографии приведены критерии подобия для ударников в форме удлиненных цилиндров, компактных тел и пластинок, анализируется изменение закономерностей затухания при переходе от плоского к сосредоточенному ударному нагружению.

Параметры динамического разрушения – толщина откола и средний диаметр области макроразрушения в однородных металлических пластинах из сплавов стали, алюминия, титана – определялись в экспериментах на баллистическом стенде в диапазоне скоростей соударения 2...4 км/с и массы ударников 1...1000 г. Моделирование параметров тыльного макроразрушения пластин ограниченной толщины при сквоз-

ном пробитии проводилось следующим образом. Для нахождения амплитуды волны сжатия при ударе под углом воспользуемся критериями подобия и моделирующими зависимостями затухания осесимметричной волны напряжений, полученными на основе экспериментов методом искусственного откола и данных компьютерного моделирования, выполненных в НИИ ПММ ТГУ [22, 24]. В систему определяющих параметров войдет величина начальной массовой скорости U_{0z} , соответствующая нормальной составляющей скорости удара V_z . Из экспериментально установленных параметров, определяющих затухание амплитуды массовой скорости U_z , U_{0z} , ρ_{0c} , $\rho_{0п}$, $K_{0п}$, d_0 , z , можно составить по аналогии с ударом по нормали четыре безразмерные комбинации, функциональная связь между которыми описывает затухание пиковой величины U_z . Здесь U_z – текущая амплитуда массовой скорости при несимметричном ударе; U_{0z} – начальная массовая скорость при ударе по нормали со скоростью V_{0z} ; ρ_{0c} , $\rho_{0п}$ – начальные плотности материалов ударника и преграды; $K_{0п}$ – модуль объемного сжатия материала преграды; d_0 – диаметр сферического ударника; z – координата вдоль оси, нормальной к лицевой поверхности преграды.

Соотношение, связывающее безразмерные комбинации, определяющие затухание амплитуды U_z при движении в направлении оси z в случае несимметричного удара, будет иметь вид

$$\frac{U_z}{U_{0z}} = f\left(\frac{\rho_{0п} U_{0z}^2}{K_{0п}}, \frac{z}{d_0}, \frac{\rho_{0c}}{\rho_{0п}}\right). \quad (3.25)$$

При ударе по нормали вид функции (3.25) установлен для одноплотных и разноплотных пар в диапазоне скоростей 2...6 км/с.

Существование при сосредоточенном ударе функционального подобия обнаруживается в виде зависимости затухания относительной массовой скорости от относительного расстояния, если ввести энергетический параметр – характерную длину

$$R_0 = d_0 \left(\rho_{0п} U_0^2 / K_{0п}\right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.26)$$

где $\rho_{0п}$, $K_{0п}$ – плотность и модуль объемного сжатия материала преграды. Массы ударников компактной формы, материалы преград и диапазон начальной массовой скорости U_0 соответствуют эксперименталь-

ным данным [22–24]. На основе регрессионного анализа в интервале $z/R_0 = 1.5 \dots 10$ получена аппроксимация в виде

$$\frac{U_z}{U_0} = A \left(\frac{z}{R_0} \right)^{-n}, \quad (3.27)$$

где $A = 0.81$, $n = 1.27$, величина остаточной дисперсии равна 0.01. В первом приближении в интервале $z/R_0 = 1.5 \dots 20$ можно принять $A = 1.0$, $n = 1.4$.

Обработка экспериментальных данных по затуханию ударных волн в твердых телах приведена на рис. 3.21, где линия I соответствует расчету по формуле (3.27) при $A = 1.0$, $n = 1.4$ и сравнивается с данными экспериментов [25, 26], указанными в подписи к рис. 3.21.

Зависимость I описывает данные экспериментов и компьютерных расчетов по затуханию дивергентных упругопластических волн напряжений, возникающих при соударении как одноплотных, так и разноплотных пар «ударник – преграда» [23]. Отношение плотности ударника к плотности преграды варьирует в пределах 1...3. Разброс точек в нижней части графика связан с последовательной трансформацией ударной волны в упругопластическую и упругую волну напряжений.

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 3.21, показывают, что аппроксимация экспериментальных точек (3.27) на основе энергетического параметра (3.26) описывает соударение как одноплотных, так и разноплотных пар материалов. Зависимость относительной массовой скорости в дивергентной волне напряжений от моделирующего параметра для различных толщин металлических пластин приведена на рис. 3.22.

При ударе пластиной по преграде в последней генерируется плоская ударная волна. Затухание такой волны начинается при $z/x = 1$, где x – координата догона фронта ударной волны волнами разгрузки от свободной поверхности ударника, зависящая от плотностей соударяющихся тел, скоростей ударных волн и скоростей звука в них. Поэтому условие геометрического подобия в случае затухания плоских ударных волн в твердых телах вместо характерного размера ударника должно содержать координату догона x . Обобщенная зависимость затухания относительной массовой скорости в плоской ударной волне от относительного расстояния в преградах из алюминиевых сплавов, стали, меди, свинца представлена на рис. 3.23.

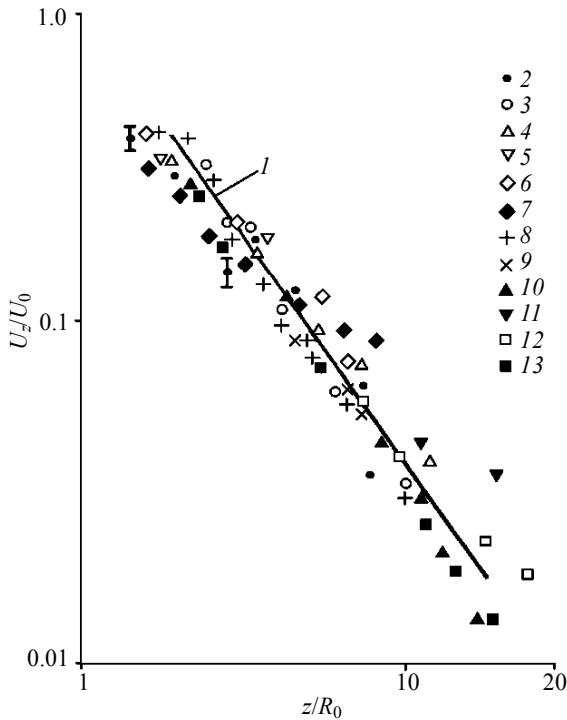


Рис. 3.21. Моделирующая зависимость затухания: 1 – аппроксимация экспериментальных данных (3.27). Эксперимент: 2 – алюминий по алюминию, скорость удара $V_0 = 7.63$ км/с, диаметр сферического бойка $d_0 = 6.35$ мм [25]; 3 – алюминий по алюминию, $V_0 = 7.32$ км/с, $d_0 = 4.76$ мм; 4 – алюминий по алюминию, $V_0 = 4.42$ км/с, $d_0 = 6.35$ мм [25]; 5 – алюминий по алюминию, $V_0 = 1.52$ км/с, $d_0 = 6.35$ мм; 6 – медь по меди, $V_0 = 6.10$ км/с, $d_0 = 4.76$ мм [25]; 7 – сталь по оргстеклу, $V_0 = 4.6$ км/с, $d_0 = 3.54$ мм; 8 – сталь по стали, $V_0 = 3.8$ км/с, $d_0 = 8.0$ мм; 9 – сталь по стали, $V_0 = 3.8$ км/с, $d_0 = 4.0$ мм [26]; 10 – алюминий по алюминию, $V_0 = 7.0$ км/с, $d_0 = 6.25$ мм [23]; 11 – сталь по стали, $V_0 = 3.0$ км/с, $d_0 = 8.0$ мм; 12 – сталь по стали, $V_0 = 2.4$ км/с, $d_0 = 8.0$ мм [22]; 13 – алюминий по алюминию, $V_0 = 7.32$ км/с, $d_0 = 4.8$ мм [23]

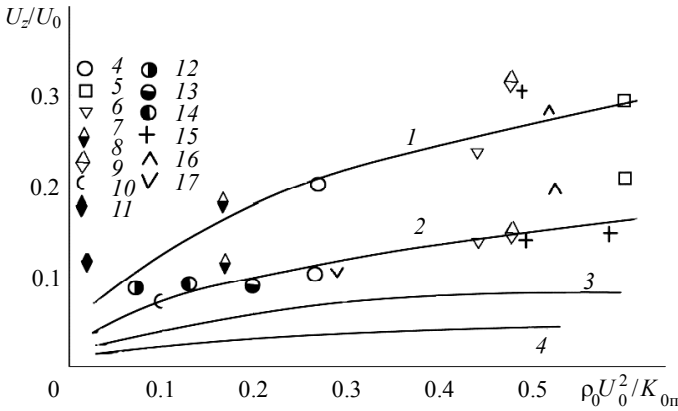


Рис. 3.22. Зависимость относительной массовой скорости в дивергентной волне напряжений от моделирующего параметра для различных толщин металлических пластин: кр. 1–4 – расчет по моделирующей зависимости (3.27) соответственно для толщины пластины 1 – $b/d_0 = 2$; 2 – $b/d_0 = 3$; 3 – $b/d_0 = 5$; 4 – $b/d_0 = 7$. Обозначение экспериментальных точек соответствует обозначениям рис. 3.21. Сравнение с экспериментом приведено для значений $b/d_0 = 2$ и $b/d_0 = 3$

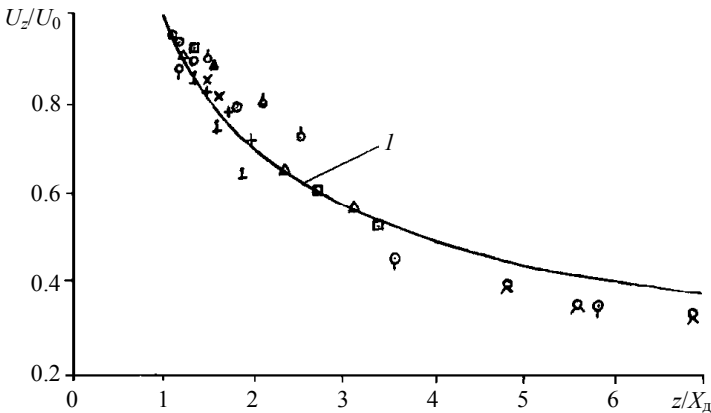


Рис. 3.23. Обобщенная зависимость затухания плоских ударных волн в твердых телах при ударе пластиной

Точками обозначены экспериментальные данные [27]. Толщина пластинчатых ударников из железа, алюминия варьировалась в пределах 1.5...3.2 мм, скорость соударения составила 1.3...5.9 км/с.

Цифрой 1 на рис. 3.23 отмечена полученная аппроксимация в виде

$$\frac{U_z}{U_0} = \left(\frac{z}{x} \right)^{-0.5}. \quad (3.28)$$

Координата догона, x , входящая в (3.28), связана с параметрами пластинчатого ударника и преграды соотношением

$$\frac{x}{h} = \left(\frac{1}{D_c} + \frac{\rho_{0c}}{\rho_c c_{Гс}} \right) \left(\frac{1}{D_n} - \frac{\rho_{0n}}{\rho_n c_{Гн}} \right)^{-1}, \quad (3.29)$$

где h – толщина пластинчатого ударника; ρ_{0n} , ρ_{0c} – начальные плотности материала преграды и ударника; ρ_n , ρ_c – плотности материалов преграды и ударника в состоянии сжатия; $c_{Гс}$, $c_{Гн}$ – объемные скорости звука в ударно-сжатом веществе ударника и преграды, определяемые из эмпирических соотношений по известным ударным адиабатам материалов; D_n , D_c – скорости ударной волны в преграде и ударнике, определяемые из известных $D-U$ -соотношений для материалов [10].

При переходе к ударнику в виде удлиненного стержня на кривых затухания появляется горизонтальный участок приблизительно постоянного давления, соответствующий стационарной стадии внедрения. Определяющим затухание геометрическим параметром в случае удлиненных стержней, входящим в (3.25) и (3.26), является диаметр головной части стержня. Этот вывод следует из полученных экспериментальных данных по затуханию [24], а также при сравнении относительной толщины и среднего диаметра тьюльного откола. Сравнение экспериментальных и рассчитанных кривых затухания показывает, что при ударе пластинчатым стальным ударником удлинением 0.2 затухание амплитуды ударной волны происходит не по кривой для плоских ударных волн, а по зависимости, характерной для осесимметричных расходящихся волн напряжений [24]. Таким образом, определяющим геометрическим параметром для ударника в форме стержня является диаметр его головной части, а для пластинчатого ударника – отношение его толщины к диаметру. Последняя величина задает преобладающее воздействие на фронт ударной волны догоняющих либо боковых волн разгрузки и тем самым определяет закон затухания.

Разрезанные и обработанные шлифовкой и травлением образцы преград использовались для измерения координат откольных макротрещин. Расчет максимальных растягивающих напряжений на координате остановки откольной трещины проводился путем совмещения полей напряжений, полученных из компьютерных расчетов задачи об ударе в осесимметричной постановке по модели упругопластической среды [21, 23]. Постановка экспериментов соответствовала в данном случае начальным и граничным условиям задачи. Полученные в результате совмещения оценки максимальных растягивающих напряжений коррелируют с экспериментальными данными по откольной прочности металлов Г.И. Канеля, С.В. Разоренова в случае нагружения пластин плоскими ударными волнами [10]. Диапазон скоростей деформирования в дивергентных волнах составляет $10^4 \dots 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Слабая зависимость откольной прочности металлов при изменении скорости деформирования на один порядок позволяет принять эту характеристику металлов в качестве предельной характеристики прочности материала и использовать в виде константы при моделировании параметров неоднородного откола в достаточно узких диапазонах варьирования скоростей деформации.

Средний диаметр области симметричного откола в случае откольного механизма повреждения в преградах толщиной 8...100 мм в состоянии поставки из стали 3 *HV* 1 ГПа, Д16, АМг6, ВТ1-0, меди М2 аппроксимируются в виде функции от безразмерного параметра $\sigma_z \eta / \sigma_{\text{отк}}$, где η – отношение толщины преграды к диаметру ударника; σ_z – амплитуда дивергентной волны напряжений; $\sigma_{\text{отк}}$ – откольная прочность материала. Откольная прочность стали 3, алюминия, Д16, титана, ВТ1-0 в диапазоне давлений ударного сжатия 2...20 ГПа бралась постоянной, равной соответственно 1.6, 0.7, 1.8 ГПа.

Экспериментальные данные по диаметру и толщине осесимметричного откола аппроксимированы в виде

$$\frac{d_{\text{отк}}}{d_0} = a_1 + a_2 \frac{\sigma_z \eta}{\sigma_{\text{отк}}}; \quad (3.30)$$

$$\frac{h_{\text{отк}}}{b} = b_1 + b_2 \frac{\sigma_z \eta}{\sigma_{\text{отк}}}, \quad (3.31)$$

где $d_{\text{отк}}$, $h_{\text{отк}}$ – диаметр и толщина откола; d_0 – диаметр ударника в

форме шара эквивалентной массы; b – толщина преграды; $b_1 = 0.076$, $b_2 = 0.016$ – экспериментальные константы.

Безразмерные константы в соотношении (3.30) приведены в табл. 3.3. Для гомогенных преград при $\eta > 1.7 \dots 2.0$ относительный диаметр тыльного откола не зависит от параметра b/d_0 [21]. В случае тонких пластин, при $\eta < 1.7$, существенно влияние отношения толщины преграды к характерному размеру ударника.

Таблица 3.3

**Эмпирические коэффициенты в соотношении (3.30),
характеризующем параметры откола в металлических пластинах**

Отношение толщины преграды к диаметру ударника	a_1	a_2
1.7...2.0	0.86	0.28
1.5	1.45	0.20
1.3	1.45	0.17
1.1	1.71	0.12
0.75	2.27	0.03

Начальный волновой параметр рассчитывается по величине нормальной составляющей скорости соударения и плотности материалов ударника и преграды. Задавая диаметр ударника d_0 , плотность и объемный модуль упругости материала преграды, находим связующий параметр R_0 в соответствии с (3.26) и амплитуду массовой скорости U_z на координате z тыльной поверхности преграды в соответствии с (3.27). Амплитуда волны напряжений σ_z определяется по величине U_z и известным ударным адиабатам исследуемых материалов. Относительный диаметр и толщина отколовшегося слоя находятся в соответствии с (3.30), (3.31) и табличными данными коэффициентов.

Наличие масштабного эффекта при разрушении отколом проверялось по t -критерию Стьюдента для заданного отношения η при фиксированном параметре $\sigma_z / \sigma_{отк}$ и изменяющихся абсолютных размерах ударника и преграды. При увеличении абсолютных размеров ударника от 9.1 до 62.3 мм влияние изменения масштаба на относительный диаметр откола для уровня значимости 0.05 не обнаруживается. Средняя относительная толщина откола возрастает при этом на 25 %, однако различие средних величин $h_{отк} / b$ не значимо.

Полученные в работе экспериментальные данные по диаметру и глубине откола аппроксимированы в виде обобщенных зависимостей. Для преград относительной толщиной $\eta > 1.7$ относительный диаметр откола не зависит от параметра η и определяется отношением $\sigma_z / \sigma_{\text{отк}}$. При $\eta < 1.7$ отношение толщины преграды к характерному размеру ударника является определяющим параметром.

Моделирующая зависимость относительного диаметра тыльного откола в металлических пластинах приведена на рис. 3.24. Скорость удара варьирует в пределах 1.6...4 км/с. Сплошные кривые – аппроксимация экспериментальных точек для различной относительной толщины пластины к диаметру ударника к диаметру ударника. Условия экспериментов указаны в подписи

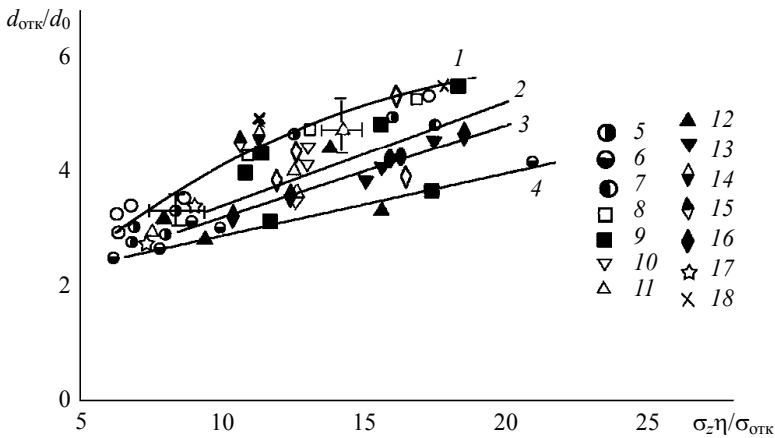


Рис. 3.24. Моделирующая зависимость относительного диаметра тыльного откола в металлических пластинах. Скорость удара варьирует в пределах 1.6...4 км/с; сплошные кривые 1...4 – аппроксимация экспериментальных точек для различной относительной толщины пластины к диаметру ударника: 1 – $b/d_0 > 1.7...2.0$; 2 – $b/d_0 = 1.5$; 3 – $b/d_0 = 1.3$; 4 – $b/d_0 = 1.1$. Ударник – стальной (сталь 3) компактный цилиндр 8×8 мм массой 3...13 г. Сталь по алюминию: 5 – толщина пластины $b = 8$ мм; 6 – $b = 10$ мм; 7 – $b = 15$ мм; 8 – $b = 20$ мм. Сталь по стали: 9 – $b = 10$ мм; 10 – $b = 15$ мм; 11 – $b = 20$ мм; 12 – $b = 25$ мм. Сталь по титану: 13 – $b = 10$ мм; 14 – $b = 15$ мм; 15 – $b = 20$ мм. Сталь по алюминию: 16 – $b = 10$ мм, $d_0 = 8$ мм. Сталь по стали: 17 – $b = 17$ мм, $d_0 = 8$ мм. Ударник – медный стержень, преграда – сталь НВ 3.3 ГПа: 18 – $b = 11$ мм, $m_0 = 10.8$ г; удлинение $\lambda = 4$

к рис. 3.24. Таким образом, для заданной пары «ударник – преграда», при постоянной скорости соударения, зависимость относительного диаметра тыльного откола от толщины преграды имеет экстремум, связанный со спецификой волн разгрузки с тонких и толстых преград, ослабляющих волну напряжений.

Основным выводом из результатов, приведенных на рис. 3.24, является достижение в выбранных критериях подобия обобщенного описания экспериментальных параметров осесимметричного откола при варьировании условий нагружения, материала преграды и геометрии системы «ударник – преграда».

Применение обобщенных соотношений (3.30) и (3.31) для диаметра и толщины осесимметричного откола предполагает знание параметров напряженно-деформированного состояния материала преграды. Однако для преград со сложной внутренней структурой адекватный расчет напряженно-деформированного состояния встречает значительные трудности. Это относится к неоднородным хрупким преградам, в частности к железобетону.

Представляет интерес разработка эмпирических критериев завершеного откольного разрушения неоднородных преград на основе удельных энергетических характеристик ударного воздействия, полученных в эксперименте.

На пороховом баллистическом стенде калибром 50 мм проведено экспериментальное моделирование откольного разрушения железобетонных плит толщиной 200 мм, размером 800×800 мм при высокоскоростном ударе компактными ударниками. В первом варианте на глубине 40 мм от свободной поверхности плиты располагалась сетка из стальной проволоки толщиной 1.5 мм, со стороной равной 6.5 мм. Во втором варианте использовалась решетка из сварной стальной арматуры диаметром 10 мм, со стороной 60 мм. Нагружение производилось бойками из алюминиевого сплава Д16 цилиндрической формы диаметром 50 и высотой 40 мм (фото на рис. 3.25).

Удар осуществлялся по нормали к поверхности бетонных плит. Расстояние от дульного среза баллистической установки до плит составило 600 мм, что позволило избежать перекоса ударника в момент контакта с преградой. В процессе взаимодействия передняя часть ударника деформировалась, в то время как тыльная его часть оставалась практически недеформированной.

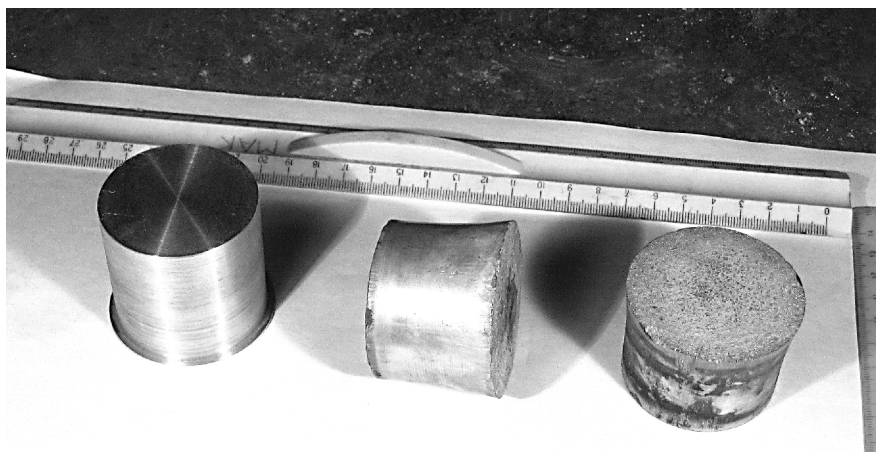


Рис. 3.25. Алюминиевые (Д16) ударники калибром 50 мм. Слева – недеформированный ударник, справа – ударник деформированный после соударения с железобетонной плитой со скоростью 510 м/с

На рис. 3.26 представлена фотография железобетонной плиты после взаимодействия с алюминиевым (Д16) ударником при скорости 520 м/с. Плита нагружалась со стороны арматуры. Конструкция не пробита, тыльная сторона плиты повреждена откольным разрушением.

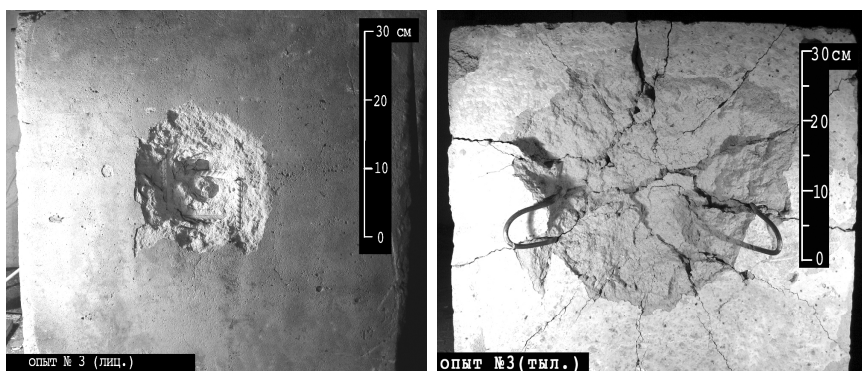


Рис. 3.26. Завершенное откольное разрушение железобетонной плиты толщиной 200 мм при ударе алюминиевым бойком калибром 50 мм. Левое фото – лицевая сторона плиты. Правое фото – тыльная сторона плиты. Скорость удара 520 м/с

На рис. 3.27 приведены экспериментальные зависимости удельных на единицу объема энергетических характеристик завершеного откольного разрушения в железобетонных плитах при ударе стальными стержнями [28] и алюминиевыми ударниками (фото на рис. 3.25).

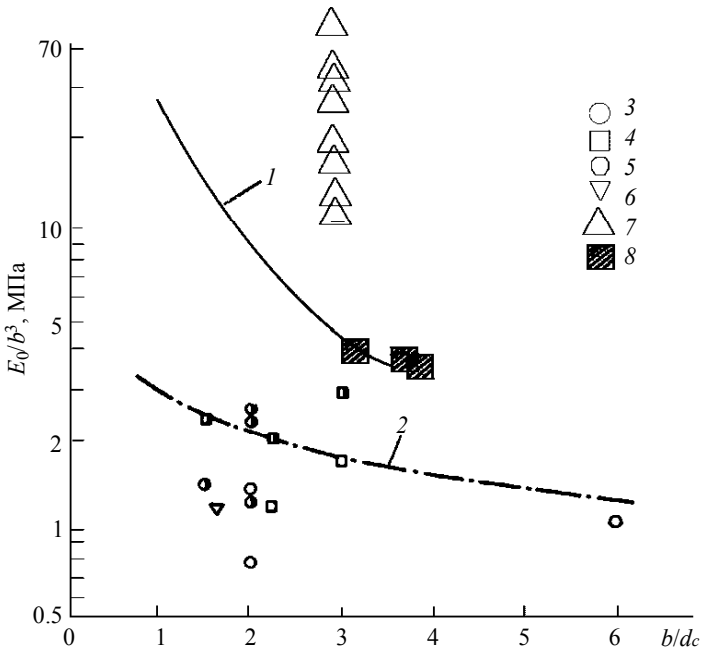


Рис. 3.27. Границы возникновения откола в железобетонных плитах. кр. 1, 2 – аппроксимация данных по отколу в железобетонных плитах (степень армирования 1...3 %); 3 – данные [28]; степень армирования 0.32...0.86 %; 4 – степень армирования 0.4...0.6 %; 5 – степень армирования 0.24...0.37 %; 6 – степень армирования 1.0...2.46 %; 7 – оригинальные данные для толщины железобетонной плиты $b = 24$ мм, $d_c = 7.6$ мм, $l_c = 22.8$ мм; 8 – для толщины железобетонной плиты $b = 200$ мм, $d_c = 50$ мм, $l_c = 55$ мм

На рис. 3.27 обозначены границы возникновения откола соответственно для высокой степени армирования плит (свыше 1 %) и слабой степени армирования (0.2...0.8 %); приведены экспериментальные данные [28] и данные настоящей работы. По оси абсцисс отложено от-

ношение толщины плиты к диаметру ударника, по оси ординат – отношение кинетической энергии ударника к кубу толщины железобетонной плиты. Сравнение полученных экспериментальных данных, приведенных на рис. 3.27 (точки 7 и 8) для железобетонных плит толщиной соответственно 24 и 200 мм, показывает некоторое различие в удельных энергетических характеристиках завершеного откола, что свидетельствует о возможном проявлении масштабного эффекта. По-видимому, для плиты толщиной 200 мм требуется меньшая удельная на единицу объема кинетическая энергия ударника для возникновения тыльного откола.

Результаты раздела состоят в следующем. На основе параметра объемной сжимаемости получено обобщенное описание затухания дивергентных волн напряжений в твердых телах. Найдены критерии подобия и экспериментально установлены функциональные связи между ними. Показано, что параметр, моделирующий относительный диаметр и толщину осесимметричного откола, включает откольную прочность материала преграды, определяемую из экспериментов с плоскими ударными волнами. Для однородных преград применение обобщенных соотношений, моделирующих диаметр и толщину откола, предполагает знание напряженно-деформированного состояния материала. В случае неоднородных преград, таких как железобетон, представляют интерес эмпирические критерии откола на основе удельных энергетических характеристик ударного воздействия.

3.5. Масштабный эффект при высокоскоростном соударении твердых тел в килоджоульном и мегаджоульном диапазонах энергии

Объектом исследований, обсуждаемых в данном разделе, является масштабная инвариантность функциональных зависимостей, связывающих критерии подобия с параметрами кратерообразования, получаемых в результате экспериментального моделирования высокоскоростного удара на баллистических установках. Цель исследований – определить величину масштабного эффекта (МЭ) при изменении абсолютных размеров ударника и преграды и включить масштабный эффект в моделирующие соотношения. Необходимо было проверить применимость моделирующих соотношений, связывающих критерии подобия при переходе от массы ударников 1 г к массам 1 кг, т.е. в диапазоне ско-

ростей удара 2...4 км/с от килоджоульного к мегаджоульному уровню энергии. Использовался экспериментальный метод исследования на базе пороховых и легкогазовых баллистических установок и регистрирующего комплекса с привлечением анализа размерностей и методов теории подобия. Критериальное соотношение, учитывающее масштабный эффект, должно отражать объективную закономерность, например пропорциональность объема кратера кинетической энергии ударника, записанную в безразмерном виде. Баллистический эксперимент позволяет определить коэффициенты пропорциональности и величину масштабного эффекта в критериальных соотношениях, а также границы области, внутри которой подобие с поправкой на МЭ сохраняется.

Увеличение абсолютных размеров ударника и преграды при сохранении геометрического подобия приводит к уменьшению скорости деформации. При этом абсолютное число дефектов в образце возрастает. Увеличение размеров соударяемых тел может привести также к неоднородности прочностных свойств по толщине образца. Возможной причиной МЭ может служить то, что на больших образцах время роста пор и прорастания трещин может быть существенно большим, чем для малых образцов. Другой возможной причиной МЭ является непостоянство отношения объема образца к его площади с ростом абсолютных размеров [29–33].

Под масштабным эффектом понимается нарушение подобия интегральных параметров сквозного пробития пластины конечной толщины при сохранении геометрического подобия системы «ударник – преграда». Причиной МЭ может служить нарушение подобия процессов деформирования и разрушения или физико-механических характеристик системы «ударник – преграда» при варьировании абсолютных размеров. Проверяемый на масштабный эффект диапазон условий соударения можно существенно расширить, если известна достаточно полная и работоспособная система критериев подобия. Наличие МЭ тогда будет означать, что безразмерные искомые функции не одинаковы в модельном и натурном испытаниях при попарно одинаковых значениях других критериев или подобии функциональной зависимости, связывающей эти критерии. Получаемые в экспериментах функциональные связи между критериями подобия оказываются зависящими от того, деформируется или разрушается ударник или остается практически недеформируемым. В конечном итоге это связано с перераспределением начальной кинетической энергии ударника в процессе его проникания в преграду и изменением величины энергопотерь.

Масштабирование разработанных критериев подобия позволяет провести перерасчет определяемых параметров ударного процесса с модели на натурные условия. Нахождение величины МЭ и определение ее зависимости от условий нагружения необходимо для создания адекватной системы критериев подобия и установления функциональных связей между критериями. Величина масштабного эффекта находилась на основе модельных экспериментов, в которых исследуемые материалы, скорости удара и геометрическое подобие сохраняются. В качестве параметров деформирования и разрушения преград взяты: глубина проникания ударника, диаметр кратера или диаметр сквозного отверстия в пластине, предельная толщина сквозного пробития.

Схема эксперимента для нахождения величины масштабного эффекта приведена на рис. 3.28. Баллистический стенд позволил варьировать масштабный коэффициент в пределах 1...10.

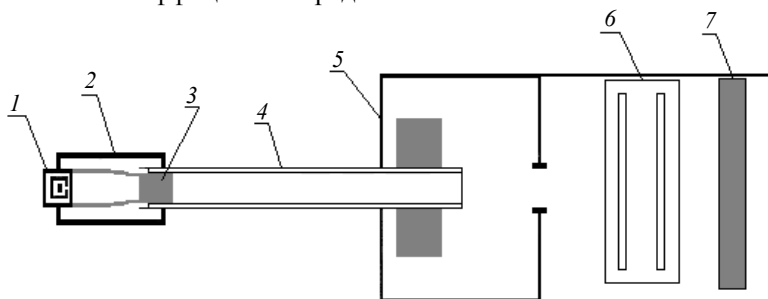


Рис. 3.28. Схема баллистического стенда калибром 8...50 мм: 1 – электроконтактный воспламенитель; 2 – камера высокого давления; 3 – ударник; 4 – ствол; 5 – вакуумная камера; 6 – блок регистрации скорости удара; 7 – преграда – исследуемый образец

Фотографии образцов из листовой стали 3 и фрагменты завершеного тыльного откола приведены на рис. 3.29.

Величину МЭ можно оценить, если взять геометрически подобные образцы ударников и преград и сравнить характерные размеры повреждений при одинаковой скорости соударения. Ускорение компактных цилиндрических и сферических ударников производилось на легкогазовых и пороховых установках баллистического стенда калибром 8...50 мм. Ударники массой 1...3 г ускорялись до скоростей 1.8...3.8 км/с, а цилиндры массой 1 кг – до скоростей 1.9...2.3 км/с. Использовались ударники компактной формы – сферические и цилиндри-

ческие диаметром 6...54 мм, массой 1...1000 г, стальные (сталь 3, сталь ШХ-15 – отожженные до HV 1...1.3 ГПа) и медные (М2). Скорость удара регистрировалась электроконтактным методом с точностью 1...2%. Измерения параметров кратера на разрезанных металлических образцах проводилось оптическим методом, а на неразрезанных – механическим устройством с погрешностью прибора 0.1 мм.

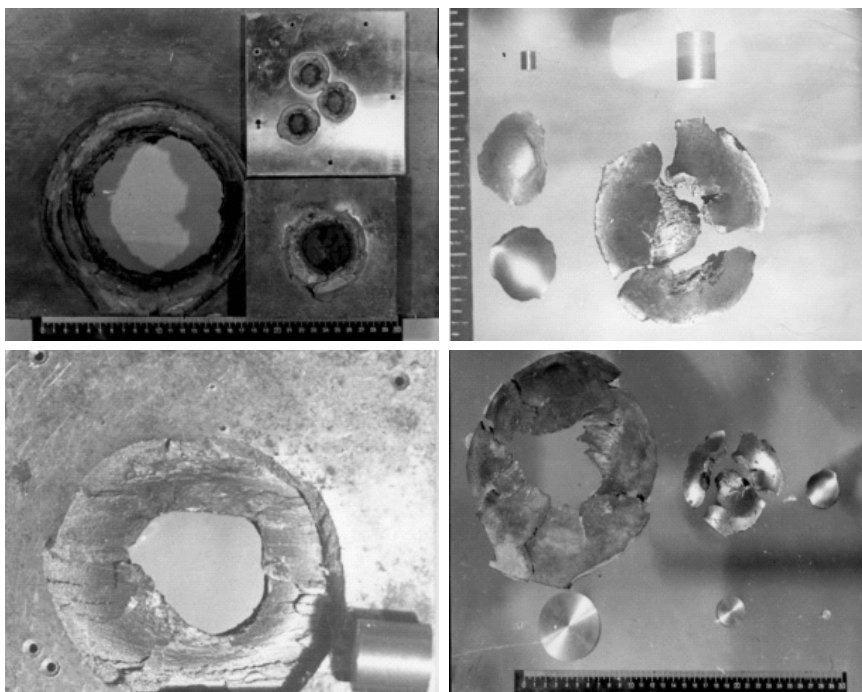


Рис. 3.29. Фотографии образцов из листовой стали 3 и фрагменты откола. Масса ударника варьирует в пределах 3...1000 г

На рис. 3.30 представлены фотографии образцов из стали 3 и стали 10, HV 1...1.3 ГПа, толщиной 60 и 2 мм. Скорость удара соответствует 1.929 и 3.401 км/с для ударников из стали 3 (52.3×52.3 мм) массой 1 кг и из стали ШХ-15, отожженных до HV 1 ГПа, диаметром 8.0 мм, массой 2 г. Диаметр отверстия в пластине соответственно равен 125 и 13.3 мм.

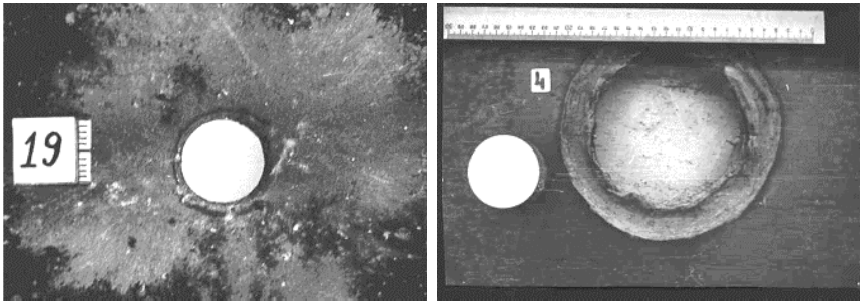


Рис. 3.30. Фотографии образцов из стали 3 и стали 10, HV 1...1.3 ГПа, толщиной 60 и 2 мм. Скорость удара 1.929 и 3.401 км/с для ударников из стали 3 массой 1 кг и из стали ШХ-15 массой 2 г

Величина обнаруженного масштабного эффекта при сквозном пробитии стальных пластин (сталь 3) иллюстрируется экспериментальными данными рис. 3.31, где приведено сравнение относительных диаметров отверстия в стальной (сталь 3) пластине после пробития стальным компактным ударником массой 1, 3, 1000 г.

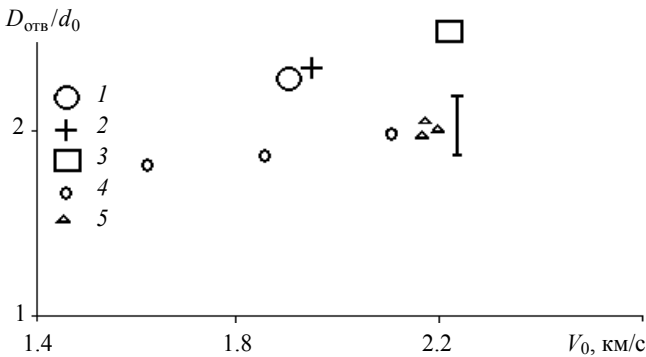


Рис. 3.31. Диаметр отверстия в стальной пластине. Ударник компактной формы из стали 3 массой 1, 3, 1000 г. Цифрами обозначены: 1 – скорость соударения V_0 равна 1923 м/с, толщина пластины b – 90 мм, $d_0 = 54.5$ мм, $l_c = 54.5$ мм; 2 – $V_0 = 1929$ м/с, $b = 60$ мм, $d_0 = 52.3$ мм, $l_c = 52.3$ мм; 3 – $V_0 = 2.280$ м/с, $b = 90$ мм, $d_0 = 52.3$ мм, $l_c = 52.3$ мм; 4, 5 – точки для ударников массой 1 и 3 г

Геометрическое подобие в виде отношения толщины пластины к диаметру ударника сохранялось постоянным. Видно, что относительный диаметр отверстия в пластине толщиной 90 и 60 мм для ударника массой в 1 кг выше на 15...17% относительно диаметра для ударника массой 1...3 г и выходит за границы доверительного интервала. На рис. 3.32 показаны те же относительные диаметры с введенным размерным множителем $d_0^{0.06}$, компенсирующим величину МЭ, где d_0 – диаметр ударника в форме шара в сантиметрах. Видно, что с введенным множителем точки ложатся практически на одну зависимость.

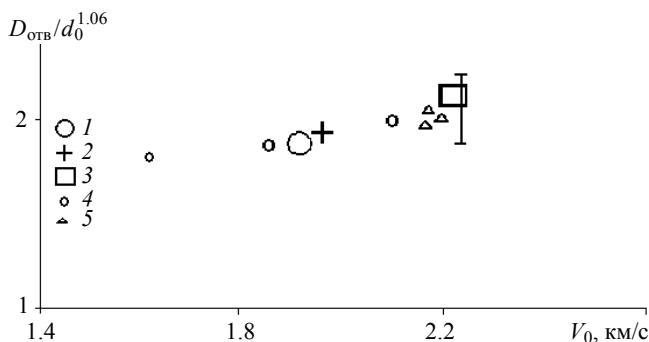


Рис. 3.32. Диаметр отверстия в стальной пластине с учетом поправочного коэффициента d_0 в степени 0.06. Обозначения точек соответствуют рис. 3.31. Показаны те же значения относительного диаметра отверстия, но с введенным поправочным множителем $d_0^{0.06}$

Система параметров, определяющих кратерообразование в полубесконечных преградах и преградах конечной толщины, а также критерии подобия и связывающие их критериальные соотношения приведены в разд. 3.1 и 3.4. Если скорости соударения таковы, что прочностью ударника можно пренебречь (при скорости удара свыше 2.5...3 км/с), то в систему параметров можно не включать прочностные характеристики ударника. Прочность материала полубесконечной преграды, однако, должна учитываться при любых скоростях, поскольку всегда будет проявляться на последних стадиях кратерообразования.

Моделирующие соотношения для глубины и диаметра кратера предельной толщины сквозного пробития с учетом величины МЭ, выра-

женной через диаметр ударника (в сантиметрах) в степени 0.06, можно представить в виде функциональных связей между критериями подобия на основе динамической твердости материала преграды.

$$\frac{L_k}{d_c^{1.06}} = g_1 \left(\frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{V_0}{C_{\text{вп}}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{l_c}{d_c} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_{\text{п}} C_{\text{вп}}^2}{H_{\text{дп}}} \right)^{0.24}; \quad (3.32)$$

$$\frac{D_k}{d_0^{1.06}} = g_2 \left(\frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{V_0}{C_{\text{вп}}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_{\text{п}} C_{\text{вп}}^2}{H_{\text{дп}}} \right)^{0.24}; \quad (3.33)$$

$$\frac{D_{\text{отв}}}{d_c^{1.06}} = 1.15 \left(\frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}} \right)^{0.2} \left(\frac{V_0}{C_{\text{вп}}} \right)^{0.2} \left(\frac{b}{d_c} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_{\text{п}} C_{\text{вп}}^2}{H_{\text{дп}}} \right)^{0.01} + 1; \quad (3.34)$$

$$\frac{b_{\text{псп}}}{d_c^{1.06}} = g_3 \left(\frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{V_0}{C_{\text{вп}}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{l_c}{d_c} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_{\text{п}} C_{\text{вп}}^2}{H_{\text{дп}}} \right)^{0.24}. \quad (3.35)$$

Зависимость коэффициента пропорциональности в соотношениях (3.32) и (3.33) от числа Маха приведена на рис. 3.33.

Соотношение (3.32) описывает глубину кратера в полубесконечной металлической плите для ударников компактной формы либо стержней массой 1...1000 г. Диаметр кратера и диаметр отверстия в стальных, титановых и алюминиевых пластинах конечной толщины описывается соотношениями (3.33) и (3.34). В формулу для диаметра отверстия (3.34) входят критерии подобия, содержащиеся в соотношении (3.33) для диаметра кратера. Добавлен геометрический параметр – отношение толщины пластины к диаметру ударника в пределах 0.2...2.0. Предельная толщина сквозного пробития однородных преград ограниченной толщины с учетом МЭ описывается соотношением (3.35).

Из представленных на рис. 3.33 результатов видно, что с учетом МЭ коэффициенты пропорциональности в критериальных соотношениях (3.32) и (3.33) зависят от числа Маха в диапазоне численных значений данного критерия 0.1...1.8. Соотношения (3.32) и (3.33), учитывающие величину МЭ, описывают экспериментальные данные по глубине и диаметру кратера в полубесконечных преградах.

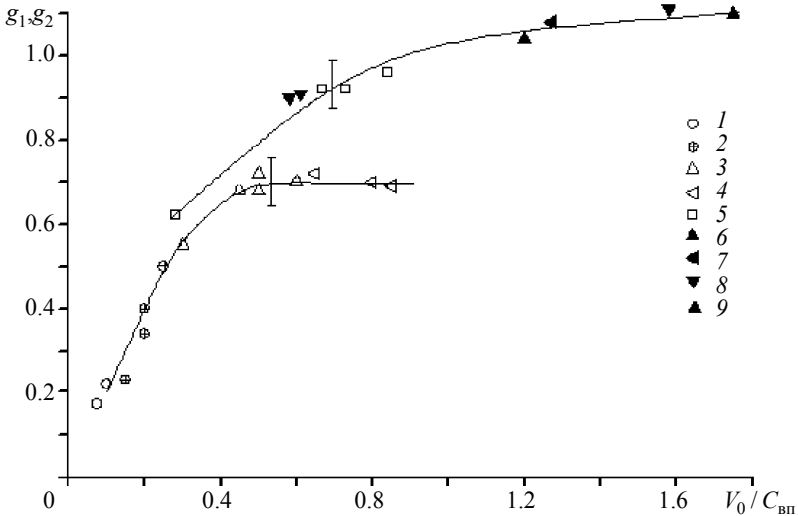


Рис. 3.33. Зависимость коэффициента пропорциональности в соотношениях (3.32) и (3.33) от числа Маха. Сплошные линии – аппроксимация точек по методу наименьших квадратов. Верхняя кривая – диаметр кратера. Нижняя кривая – глубина кратера; λ – удлинение стержня. Точки соответствуют: 1 – ВНЖ по алюминию, $\lambda = 1$; 2 – медь по стали, $\lambda = 1$; 3 – сталь по стали $d_0 = 8$ мм; 4 – сталь по меди, $\lambda = 1$; 5 – сталь по алюминию (HB 0.34 ГПа); 6 – сталь по алюминию (HB 0.5 ГПа); $d_0 = 10$ мм; 7 – сталь по алюминию (HB 0.34 ГПа); $d_0 = 6.1$ мм; 8 – сталь по свинцу (HB 0.05 ГПа), $d_0 = 8.0$ мм; 9 – сталь по свинцу (HB 0.05 ГПа), $d_0 = 23.0$ мм

Диаметр отверстия и диаметр кратера в алюминиевых пластинах в виде зависимостей от скорости удара приведены на рис. 3.34. Скорость удара составляет 3.2 км/с.

Полученные критериальные соотношения (3.33) и (3.34) для диаметра кратера и отверстия в пластине, с учетом поправки на МЭ в виде размерного множителя $d_0^{0.06}$, удовлетворительно описывают параметры кратерообразования в стальных и дюралюминиевых пластинах различной исходной твердости при изменении массы ударника на три порядка в пределах 1...1000 г.

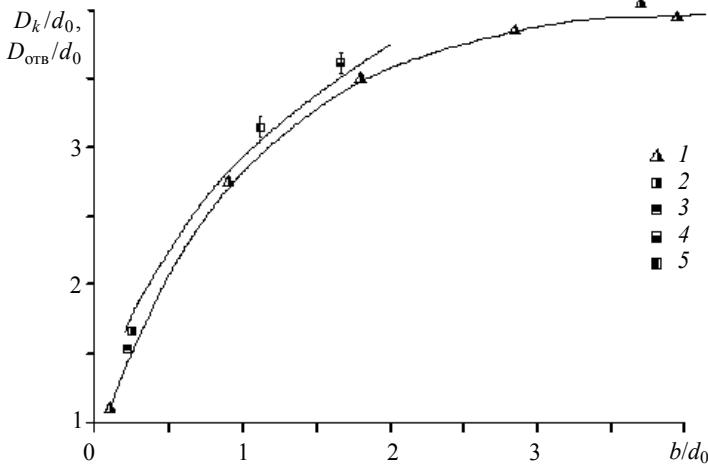


Рис. 3.34. Зависимость относительного диаметра отверстия и диаметра кратера в алюминиевых пластинах толщиной 0.2...15 мм. Ударник из стали ШХ-15 выполнен в форме шара. Твердость материала преграды HB 0.4 ГПа. Точки соответствуют: 1 — $d_0 = 1.8$ мм; 2 — $d_0 = 8.0$ мм, $b = 2$ мм; 3 — $d_0 = 9.16$ мм, $b = 2$ мм; 4 — $d_0 = 9.16$ мм, $b = 15$ мм; 5 — $d_0 = 9.16$ мм, $b = 10$ мм. Верхняя кривая — расчет по моделирующей для $d_0 = 8.0$ мм. Нижняя — среднее по точкам 1

Результаты моделирования глубины кратера в стали твердостью HB 2.7 ГПа, HB 3 ГПа для ударников в виде стержней из сплава ВНЖ удлиненным 10 и 20, с учетом величины МЭ, приведены на рис. 3.35. На этом рисунке точки соответствуют данным [29]. Видно, что соотношение (3.32) дает обобщенное описание экспериментальных точек для стержней массой 34...1900 г.

Результаты моделирования предельной толщины сквозного пробития приведены на рис. 3.36, где сплошная линия — аппроксимация точек по методу наименьших квадратов. Материал ударников — медь М2, преграды — сталь.

Видно, что с учетом МЭ коэффициент пропорциональности в критериальном соотношении (3.35) существенно зависит от числа Маха. Найденная структура соотношения (3.35), учитывающая величину МЭ, позволяет описать экспериментальные точки 1...4 для компактных ударников удлиненным $\lambda = 1...3$.

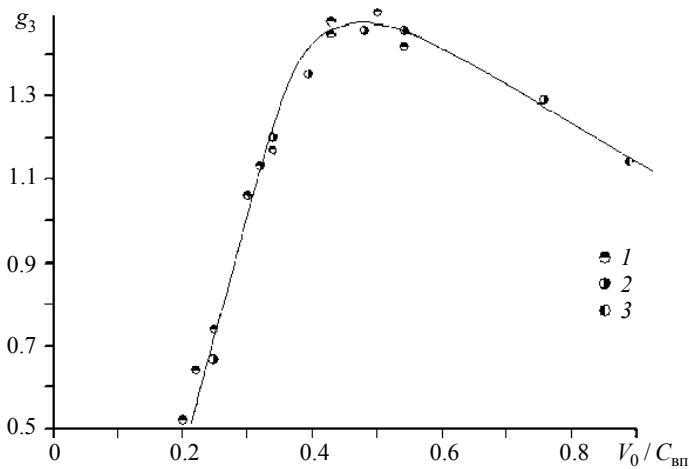


Рис. 3.35. Зависимость коэффициента пропорциональности в уравнении для глубины кратера (3.31) для стержней из сплава ВНЖ (удлинением 10 и 20), массой 30 г...1.9 кг. Точки соответствуют: 1 – ВНЖ по стали (HB 2.7 ГПа), $\lambda = 20$, $d_c = 19$ мм, $l_c = 380$ мм, масса – 1.9 кг; 2 – ВНЖ по стали (HB 2.7 ГПа), $\lambda = 20$, $d_c = 5$ мм, $l_c = 100$ мм, масса – 34 г; 3 – ВНЖ по стали (HB 3 ГПа), $\lambda = 10$, $d_c = 6$ мм, $l_c = 60$ мм. Точки 1...3 – данные [29]

Таким образом, на основе полученных экспериментальных данных для стальных компактных ударников массой 1...1000 г в диапазоне скоростей удара 1.8...2.3 км/с показано существование масштабного эффекта, т.е. увеличение относительных параметров кратера в стальных и алюминиевых преградах с ростом абсолютных размеров при сохранении геометрического подобия ударника и преграды. Величина масштабного эффекта по диаметру отверстия достигает 15 % при масштабном коэффициенте 6.5 для стальных пластин в диапазоне скоростей удара 1.8...2.3 км/с. Масштабный эффект по диаметру отверстия на алюминиевых листах достигает 13 % для стальных ударников массой от 3 до 150 г. Величина МЭ для предельной скорости сквозного пробития алюминиевых листов составляет 15 % при изменении масштабного коэффициента в 8 раз. Величина масштабного эффекта для глубины кратера составляет 7...10 % при переходе от килоджоульного на мегаджоульный уровень энергии. Масштабный эффект аппроксимирован

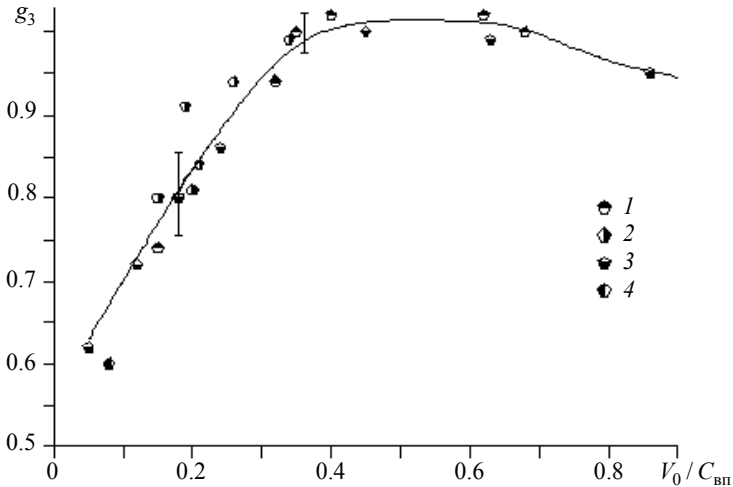


Рис. 3.36. Зависимость коэффициента пропорциональности в соотношении (3.35) от числа Маха. Сплошная линия – аппроксимация точек по методу наименьших квадратов. Точки соответствуют: 1 – полученные экспериментальные данные для соударения медного ударника по стали (HB 3 ГПа), масса ударника 10.8 г, удлинение $\lambda=1$; 2 – ВНЖ по стали (HB 3 ГПа), $\lambda=3$; 3 – сталь по стали (HB 2.2 ГПа), $\lambda=1$; 4 – сталь по алюминию (HB 1.5 ГПа), $\lambda=1$, диаметр шара 12.7 мм

размерной величиной, равной диаметру ударника в степени 0.06. Предложена структура учитывающих масштабный эффект критериальных соотношений для параметров кратера – глубины кратера и диаметра кратера, предельной толщины сквозного пробития, диаметра пробиваемого отверстия в пластине. Созданные алгоритмы удовлетворительно описывают параметры кратера в полубесконечных преградах и пластинах конечной толщины при изменении массы ударника на три порядка (от 1 г до 1 кг), то есть при переходе от килоджоульного на мегоджоульный уровень энергии.

Литература к главе 3

1. Гухман А.А. Итоги работ в области развития и применения методов обобщенного анализа // Инженерно-физический журнал. – 1987. – Т. 53. – № 5. – С. 717–725.
2. Баланкин А.С., Любомудров А.А., Севрюков И.Т. Масштабные эффекты в кинетике ударного разрушения и взрыва твердых тел и проблема моделирования сильно неравновесных процессов // Журнал технической физики. – 1989. – Т. 59/ – Вып. 12. – С. 102–105.
3. Мог А. Оптимизация конструкции защиты космического аппарата // Аэрокосмическая техника. – 1991. – № 12. – С. 39–48.
4. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. – М.: Наука, 1977. – 438 с.
5. Ширков Д.В. Функциональное обобщение Пи-теоремы // Тезисы докладов 5-й Междунар. конф. «Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике», 18–22 сентября 2000 г. – Новосибирск, 2000. – С. 31–32.
6. Ширков Д.В. Ренормализационная группа, принцип инвариантности и функциональная автомодельность // ДАН СССР. – 1982. – Т. 263. – № 1. – С. 64–67.
7. Holsapple A.K. The scaling of impact phenomena // Int. J. Impact Engng. – 1987. – V. 5. – P. 343–355.
8. Коняев А.А., Толкачев В.Ф. Экспериментальное моделирование проникания ударников в преграды из композиционных материалов // Механика композиционных материалов и конструкций. – М.: ИПРИМ РАН, 2004. – Т. 10. – № 4. – С. 466–476.
9. Баллистические установки / под ред. Н.А. Златина и Г.И. Мишина. – М.: Наука, 1974. – 344 с.
10. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. – М.: Янус-К, 1996. – 408 с.
11. Аманатов И.А., Коняев А.А., Платова Т.М., Ягницин А.М. Моделирующие соотношения для глубины проникания в твердые преграды деформируемых тел при высокоскоростном ударе // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. – С. 124–125.
12. Баженов Ю.М. Бетон при динамическом нагружении. – М.: Изд-во лит-ры по строительству, 1970. – 272 с.
13. Богородский В.В., Гаврило В.П. Лёд. Физические свойства. Современные методы гляциологии. – Л., 1980. – 383 с.
14. Кожушко А.А., Рыкова И.И., Синани А.Б. Сопrotивление керамик внедрению ударяющего тела при высоких скоростях взаимодействия // ФГВ. – 1992. – Т. 28. – № 1. – С. 89–93.
15. Subramanian R., Bless S.J. Penetration of semi-infinite AD995 alumina targets by tungsten long rods penetrators from 1.5 to 3.5 km/s. // Int. J. Impact Engng, 1995. – No. 17. – P. 807–816.
16. Ezra A.A., Donahue J.D., Holston A.A. Effect of Material Properties on the Penetration of Targets by Projectiles // AIAA Sum Meet. 1963. – V. 194. – No. 63. – P. 1–24.
17. Hohler V., Stilp A.J. Hypervelocity Impact of Rod Projectiles with L/D from 1 to 32 // Int. J. Impact Engng. – 1987. – V. 5. – P. 323–331.

18. *Коняев А.А., Федосов О.Ю., Платова Т.М., Егоров Г.А.* Структура обобщенных полуэмпирических формул для расчета глубины проникания ударников в разнесенные преграды // *Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики.* – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2006. – С. 274–275.
19. *Мержиевский Л.А.* О скорости осколков, проникающих за экран при высокоскоростном ударе // *Физика горения и взрыва.* – М.: Высш. шк., 1981. – № 2. – С. 133–137.
20. *Сагомоян А.Я.* Проникание. – М.: Наука, 1974. – 257 с.
21. *Коняев А.А., Платова Т.М., Назаров А.Г., Елгашев А.А.* Экспериментальное моделирование сквозного пробивания преград под углом // *Механика летательных аппаратов и современные материалы.* – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2000. – С. 162–164.
22. *Козлов В.П., Хорев И.Е., Бельский В.В., Коняев А.А.* К оценке затухания ударных волн в металлах при метеоритном ударе // *ФГВ.* – 1977. – № 2. – С. 255–257.
23. *Коняев А.А., Хорев И.Е., Чернышев С.А.* Анализ подобия затухания пространственных волн напряжений в твердых телах при импульсных нагрузках // *Доклады 4-го Всесоюз. совещания по детонации.* – Т. 2, 22–24 нояб. 1988, Телави. – Изд-во ОИХФ АН СССР. – С. 166–169.
24. *Коняев А.А.* Влияние формы ударника на моделирующие зависимости затухания волн напряжений в твердых телах // *Математическое моделирование в синергетических системах: сб. статей.* – Улан-Удэ; Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. – С. 193–195.
25. *Billingsley J.P.* Comparison of Experimental and Predicted Axial Pressure Variation for Semi-infinite metallic targets // *AIAA paper.* N.Y. – 1969. – № 69. – P. 10–28.
26. *Титов В.М., Фадеенко Ю.И.* Сквозное пробивание при метеоритном ударе // *Космические исследования.* – 1972. – Т. 10. – Вып. 4. – С. 589–595.
27. *Альтишюлер Л.В.* Применение ударных волн в физике высоких давлений // *Успехи физических наук.* – 1965. – Т. 82. – Вып. 2. – С. 197–258.
28. *Взрывные явления. Оценка и последствия:* пер. с англ. / под ред. Я.Б. Зельдовича. – М.: Мир, 1986. – Т. 2. – 386 с.
29. *Leeming D.W., Rigby M.* An analysis of the penetration performance of long rod projectiles with various sleeving materials // *20th International Symposium on Ballistics Orlando, FL, 23–27 September 2002.* – P. 1206–1223.
30. *O'Connor E.J., Yatteau J.D., Dzwillowski P.T., et al.* Size scaling in ballistic limit velocities for small fragments perforating thin plates // *19th International Symposium of Ballistics, 7–11 May 2001, Interlaken, Switzerland.* – P. 1107–1114.
31. *Rubin M.B., Yarin A.L.* A generalized formula for the penetration depth of a deformable projectile // *Int. J. of Impact Engng.* – 2002. – V. 27. – P. 387–398.
32. *Коняев А.А., Струков Ю.С.* Экспериментальное исследование масштабного эффекта при сквозном пробитии пластин конечной толщины // *Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики.* – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. – С. 200–201.
33. *Хорев И.Е., Зелепугин С.А., Коняев А.А. и др.* Разрушение преград группой высокоскоростных тел // *ДАН.* – 1999. – Т. 369. – № 4. – С. 481–485.
34. *Динамика удара:* пер. с англ. / под ред. С.С. Григоряна. – М.: Мир, 1985. – 296 с.

Глава 4

ВЕРОЯТНОСТНЫЙ ПОДХОД К ЧИСЛЕННОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ УДАРНОГО И ВЗРЫВНОГО ДРОБЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ

Высокоскоростное ударное и взрывное нагружение твердых тел находят широкое применение в технике, промышленности, военном деле [1–4]. При рассмотрении этих процессов исследователей интересует не только напряженно-деформированное состояние тела, но и гораздо в большей степени разрушение и фрагментация твердых тел. Для этого необходимо определить уровень повреждений, достигнутый в ходе нагружения, чтобы по нему спрогнозировать, возможно или нет разрушение элемента конструкции. В случае, когда поврежденность превысила критическое значение, необходимо определить место и характер разрушения, форму разрушенных частей, а в задачах дробления – получить информацию о форме осколков, их скорости и распределении по массе. В связи с этим для научного обеспечения конструкторских и инженерных разработок, создание новых и совершенствование существующих методик расчета разрушения и фрагментации твердых тел при интенсивном динамическом нагружении является весьма актуальным.

Численный метод, используемый для расчета фрагментации твердых тел, должен учитывать распределение начальных неоднородностей по объему тела, описывать накопление поврежденности в процессе деформирования, возникновение, рост и слияние трещин. При этом возникает ряд ограничений, накладываемых на выбор численной схемы, вида расчетных ячеек, механизма раздвоения сеток (при образовании трещин), модели роста повреждений, критерия разрушения (КР) и способа описания контактного взаимодействия образовавшихся осколков. Для ре-

шения задач фрагментации наиболее приемлем лагранжевым подход к описанию движения разрушаемой среды. По сравнению с эйлеровым подходом он значительно упрощает отслеживание свободных и контактных границ.

В большинстве задач о разрушении характер фрагментации детерминирован и определяется условиями нагружения и формой взаимодействующих тел (например, срез, разрушение тел с подрезами, выбивание пробки ударником и т.д.) и может быть предсказан заранее. Однако в некоторых задачах характер фрагментации является вероятностным процессом и определяется исключительно наличием внутренних неоднородностей (вызванных дефектами структуры). В задачах взрывного дробления характер фрагментации, как правило, заранее неизвестен, и поэтому важно исследовать процесс разрушения при случайном распределении начальных дефектов.

4.1. Исследования разрушения цилиндрических оболочек

Методологически, наиболее удобно отрабатывать методы, модели и критерии, используемые при численном моделировании вероятностного разрушения – на задачах разрушения осесимметричной цилиндрической оболочки под действием продуктов детонации (ПД) взрывчатых веществ (ВВ).

Задачи о взрывном расширении и разрушении толстостенных оболочек являются актуальными для ряда важных технологических приложений и продолжают привлекать внимание достаточно широкого круга исследователей. Систематическое исследование процессов взрывного нагружения оболочек началось в 40-х годах как результат повышенного внимания к военно-прикладным задачам (взрывам бомб и снарядов). Впоследствии область применения данных процессов довольно расширилась, и исследования приобрели более широкую направленность как с прикладной, так и с теоретической точки зрения. Экспериментальному исследованию процессов взрывного разрушения цилиндрических оболочек посвящено большое количество работ [3–30] отечественных и зарубежных авторов. Данные эксперименты позволяют осуществить наблюдаемый оптически процесс развития больших деформаций при скоростях деформаций до 10^6 с^{-1} , т.е. в диапазоне, практически не доступном для других видов импульсной нагрузки. При этом вследствие высоких линейных скоростей расширения оболочек реализуется равно-

мерное распределение деформаций по всему объему оболочки, что позволяет устранить искажающее влияние сильных локальных деформаций образца («шеек»). Как наиболее характерные и сформировавшиеся направления изучения морфологии разрушения можно выделить определение порога зарождения микротрещин, изучение формы осколков, выяснение преобладающего механизма разрушения (сдвиг, отрыв), места зарождения и направление дальнейшего распространения магистральных трещин, построение осколочных спектров, исследование влияния зон разрушения друг на друга. Эксперименты по торможению оболочек [5, 6] позволяют выяснить последовательность формирования зон с различным типом разрушения и порог зарождения поврежденностей, что помогает улучшить наши знания о деструктивных процессах в материале и необходимо при создании моделей роста поврежденностей.

Как показывают изучение фрагментов цилиндров и результаты экспериментов по торможению оболочек, в общем случае возможно наличие 2 зон разрушения. Как правило, разрушение зоны, прилегающей к внешней поверхности, происходит путем распространения трещин отрыва и зоны, прилегающей к внутренней поверхности, – путем развития полос сдвига, причем ветвления радиальных трещин отрыва не наблюдается. В зависимости от конкретных свойств материала и условий эксперимента может доминировать тот или иной механизм разрушения. До настоящего времени не вполне ясно значение волновых процессов в формировании этих зон и разрушения оболочки в целом. В хрупких сталях в средней по толщине зоне фрагментов выявляется также область внутренних разрывов (отколочно-разрывная зона), включающая в себя большое количество микропор и более хрупких трещин, образовавшихся в отраженных от внешней поверхности цилиндра сильных волнах разряджений. Однако откола (в данном случае кольцевого) в общепринятом смысле этого слова обычно не происходит, что объясняется относительно низкой амплитудой УВ (особенно при скользящей детонации) и медленным спадом давления ПД в оболочке, и поэтому в пластичных металлах эта зона, как правило, развита слабо, а в тонких оболочках полностью отсутствует. Вместе с тем при определенных условиях возможно образование под действием указанных факторов зоны внутренних разрывов (как радиальных, так и кольцевых).

Наиболее полные по возможным типам приложения нагрузки экспериментальные работы [3, 12, 14] исследуют связь роста поврежденности (микропор) и возможного откола с интенсивностью спада давления на

контактной поверхности между продуктами детонации и цилиндром. Показано, что в пластичных металлах (малоуглеродистая сталь, медь) откольные явления возникают только при достаточно резком спаде давления на контактной поверхности, что достигается применением полых (кольцевых) зарядов, но даже в том случае, если откол произошел, разделение материала идет, как правило, по межзеренным границам, что говорит об относительно малой величине импульса растяжения. Экспериментальные данные по отколу в цилиндрах при метании на них тонкостенных медных оболочек-лайнеров приведены в работах [11, 13], где показано, что в подобных ситуациях довольно резкий спад давления за фронтом ударной волны в оболочке приводит к формированию импульса растяжения, достаточного для возникновения гладкого (фазового) откола.

В настоящее время нет полной ясности в вопросе о последовательности формирования зон с различным типом разрушения и их взаимном влиянии. Одна из первых гипотез по этому поводу была высказана Тейлором [31]. Он показал, что в оболочке возникают две зоны: в зоне, прилегающей к внешней поверхности, реализуется смешанное напряженное состояние ($\sigma_r < 0$, $\sigma_\theta > 0$), во внутренней зоне – состояние всестороннего неравномерного сжатия, где σ_r , σ_θ – радиальное и окружное напряжения. По мере расширения граница зон $\sigma_\theta = 0$ перемещается к внутренней поверхности. Согласно Тейлору, разрушение сплошной оболочки происходит путем развития радиальных трещин отрыва и заканчивается в тот момент, когда внешняя зона распространяется на всю толщину оболочки. Однако на самом деле картина разрушения совсем иная. Откольно-разрывная зона характеризуется наличием множественных микроповреждений (пор), слияние которых (коалесценция), по видимому, приводит к образованию магистральных трещин. Эксперименты, приведенные в работах [5, 6] по остановке (торможению) толстых оболочек на различных этапах расширения, и дальнейший металлографический анализ поперечных сечений позволили обнаружить на месте откольно-разрывной зоны срединные радиальные трещины, не выходящие ни на одну из поверхностей. Это дало возможность некоторым авторам [20] сделать предположение о том, что откольно-разрывные эффекты, как первые по времени явления разрушения, оказывают определяющее влияние на весь процесс фрагментации. При этом трещины зарождаются внутри стенки цилиндра и затем распро-

страняются сложным путем к наружной и внутренней поверхностям. Согласно гипотезе [32], разрушение начинается с возникновения малых радиальных трещин на внешней растянутой поверхности оболочки. Развитие этих трещин приводит к концентрации касательных напряжений на определенных плоскостях внутренней сжатой области, по которым и происходит в дальнейшем сдвиговое разрушение. Гипотеза первичности трещин разрыва на внешней поверхности в какой-то степени опровергается тем фактом, что при определенных условиях взрывного нагружения радиальные трещины вообще не возникают, а сдвиговые поверхности распространяются на всю оболочку. Как показывают данные экспериментов [27], остающаяся неповрежденной в некоторых случаях довольно широкая зона между трещинами сдвига и разрыва свидетельствует, скорее всего, о том, что эти два типа разрушения возникают как две совершенно независимые системы и начинают взаимодействовать лишь на последнем этапе разрушения оболочки, при слиянии магистральных трещин.

Перед механикой деформируемого твердого тела всегда остро стоял вопрос о надежности расчетов на прочность, о представительности и достаточности используемых характеристик материалов, о разработке принципов переноса результатов испытаний образцов материала или малых моделей конструкций на натурный объект. Однако для этого существует ряд препятствий, например так называемый масштабный эффект [7]: в технике известно явление уменьшения прочности и пластичности (увеличение склонности к хрупкому разрушению) объекта при увеличении его характерных размеров. Как правило, называют два фактора, вызывающие масштабный эффект: масштабный эффект статистической природы и масштабный эффект энергетической природы. С точки зрения статистического подхода, среднее значение напряжения разрушения определяется величиной местного напряжения в той точке объекта, где имеется наиболее опасный дефект материала. Чем больше объем объекта, тем больше вероятность появления более опасного дефекта, то есть меньше прочность объекта. Энергетический подход основан на том факте, что при полном геометрическом подобии объектов с характерным размером L и одинаковым характере нагружения запасы упругой энергии пропорциональны L^3 , а энергия, затрачиваемая на продвижение трещины, пропорциональна L^2 .

Подавление хрупкого разрушения в образцах малого размера есть следствие недостаточного запаса упругой энергии, необходимого для

продвижения трещины, и в случае взрывного разрушения оболочек именно влиянием масштабного эффекта, по мнению авторов [7, 9], вызван тот факт, что с увеличением характерного размера оболочки уменьшается доля пластического (сдвигового) разрушения по сравнению с хрупким (отрывным).

В последнее время значительное влияние уделяется построению статистических моделей распределения фрагментов, т.е. изучению иерархической структуры осколочных спектров и влияния масштабного фактора на распределение осколков по массе. Как показано в работах [33–35], при взрывном дроблении горных пород и бетона распределение раздробленного материала по размеру кусков взорванной породы является полимодальным, в них присутствуют 3...5 максимумов. При крупномасштабных взрывах в горных породах не выявлено отличий в распределении размеров кусков от типа взрыва (ядерный, химический), его энергии и глубины заложения заряда, т.е. полностью отсутствует масштабный эффект [34]. Это, скорее всего, объясняется следующим: известно, что большинство массивов крепких горных пород трещиноваты, имеют блочное строение, с ярко выраженной иерархической структурой. При взрыве крупного заряда в такой среде образуется зона разрушения, в центре которой (зона дробления) естественные блоки дробятся взрывом на более мелкие куски с четко выраженным масштабным эффектом [33], а в ее периферийной части материал практически не дробится, но разделяется на блоки по имеющимся в массиве трещинам, отражающим иерархическую структуру породы. Поскольку объем периферийной части зоны разрушения значительно больше объема зоны дробления, в распределениях размеров кусков преобладают закономерности структуры породы.

В случае разрушения оболочек ситуация прямо противоположная, так как зона интенсивного дробления охватывает весь образец. Законы распределения фрагментов в координатах «суммарная масса осколков данного размера – масса (размер) осколка» («масса по массе»), полученных при разрушении металлических цилиндров взрывом, в общем случае являются бимодальными [15–19, 36], что обусловлено наличием двух морфологических совокупностей фрагментов. Первый максимум вызван наличием большого числа мелких осколков, большинство из которых образуется, судя по всему, при взаимодействии пересекающихся трещин сдвига во внутренней зоне разрушения. В отличие от него, второй максимум обязан своим происхождением наличием у оболочки ха-

ракетного числа крупных осколков по окружной координате, образующихся с помощью радиальных трещин отрыва. Наиболее ярко выраженные бимодальные спектры имеют место при дроблении цилиндров, изготовленных из вязких низкоуглеродистых сталей и наполненных ВВ с небольшой скоростью детонации D ($D < 7000$ м/с), например тринитротолуолом, так как при этом оба механизма разрушения (отрыв, сдвиг) играют одинаково главную роль. При увеличении содержания углерода в стали и повышении скорости детонации ВВ разрушение становится более хрупким и отрывной механизм начинает преобладать над сдвиговым, что приводит к сглаживанию мод, и распределение приближается к унимодальному.

Кроме характеристик материала оболочки и ВВ на характер осколочного спектра может влиять большое число параметров, например характер нагружения и масштабный эффект. В случае схемы нагружения с тонкостенной трубкой-лайнером, заполненной ВВ и вставленной с некоторым зазором в оболочку [11, 13], в формировании осколочного спектра большую роль играют осколки отделившегося откольного слоя. Отлетающий слой разрушается хрупкими радиальными трещинами вдоль оболочки с образованием очень длинных («саблевидных») осколков-полосок. Причиной этого, по мнению [11], являются более однородное нагружение, чем в случае с монолитным зарядом, и отсутствие влияния сдвигового разрушения на дробление откольного слоя. При этом интенсивность дробления внутреннего слоя слабее по сравнению с монолитным зарядом, скорее всего, из-за уменьшившейся вместе с массой ВВ энергией взрыва.

При увеличении размеров оболочки, вследствие влияния масштабного эффекта, отрывной механизм начинает преобладать над сдвиговым, что изменяет осколочный спектр, приближая его к унимодальному. Тем не менее, как показано в [7, 8], проявление масштабного эффекта можно практически исключить, используя в качестве материала оболочки ориентированные волокнистые композиты, так как характерным размером, определяющим прочность, в этом случае становится не толщина оболочки, ее радиус и т.п., а диаметр нитей, используемых в качестве несущего силового элемента.

Численному моделированию процесса расширения упруго-пластических цилиндрических оболочек и тонких металлических колец и анализу происходящих при этом явлений посвящено большое количество работ разных авторов [37–45]. На первом этапе исследований основное

внимание уделялось кинематике оболочки, главным образом, определению ее конечной скорости. Рассмотрение проводилось в одномерной постановке, прочность не учитывалась (модель несжимаемой тонкой жидкой оболочки), что, однако, позволяло получить детальное описание газодинамических процессов в оболочке [42–45]. Впоследствии, по мере развития ЭВМ и усложнения прикладных задач, численное моделирование [37–41] стало проводиться в двумерной постановке, с учетом волновых процессов и сжимаемости и прочности материала оболочки. В случае наличия некоторых упрощающих предположений аналитически может быть описан процесс расширения оболочки [46, 47] и даже получены некоторые характеристики зон разрушения [48, 49]. Среди задач близкой тематики можно назвать работы, посвященные численному моделированию разрушения ослабленных оболочек, например оболочек переменной толщины [50] и оболочек с различного рода подрезами [51, 52].

При разработке конструкций, предназначенных для эксплуатации в условиях импульсного нагружения, часто возникает необходимость оценки количества образующихся при разрушении фрагментов, их формы и размеров. Реализация такого прогноза связана с решением проблемы определения пространственно-временного распределения очагов разрушения (трещин, пор), возникающих в процессе деформирования материала, что возможно только при использовании численного моделирования процесса нагружения. Вопросам численного моделирования процессов разрушения оболочек [36, 53–68] посвящено не меньшее число работ, чем решению задач определения кинематических характеристик и параметров напряженно-деформированного состояния в них, однако весьма сложный характер процесса взаимодействия ПД с оболочкой, образования и роста повреждений, формирования магистральных трещин и разлета фрагментов оболочки ограничивает модельные представления, используемые в данных работах, и разрушение описывается, как правило, в упрощенном виде.

Значительное число работ [54–59] посвящено теоретическому исследованию и численному моделированию процесса формирования откольно-разрывной зоны и условий, необходимых для реализации откола. Рассматривая частные варианты нагружения толстостенных цилиндров, авторы подтверждают экспериментальные данные о сильном влиянии интенсивности спада давления ПД на контактной поверхности на формирование откольно-разрывной зоны. Как показано в этих работах,

уровень поврежденности в откольно-разрывной зоне в большинстве случаев явно недостаточен для образования откольной трещины, и для реализации откола требуются дополнительные условия, например: полный заряд, кольцевой ударный элемент или пара высокобризантное ВВ – хрупкий материал оболочки.

Среди работ, посвященных численному моделированию разрушения, можно выделить труды, посвященные динамике роста трещин в нагружаемом теле. В случае цилиндрической оболочки можно отметить работы А.Е. Колобановой [51, 52]. В плоской двумерной постановке в статье [52] исследуется процесс роста радиальных трещин от внешней поверхности, причем начальное состояние трещины моделируется подрезкой. Рост трещины осуществляется при превышении тангенциальным напряжением σ_{θ} критического значения на некотором расстоянии от вершины трещины. В работе [51], в плоской постановке, в логарифмической системе координат (что само по себе представляет большой интерес), исследовалось поведение полос адиабатического сдвига, зародившихся на внутренней поверхности, причем полосы адиабатического сдвига моделировались слоем ячеек с пониженной прочностью. Обе работы представляют несомненный интерес с точки зрения моделирования динамики распространения трещин, однако подобный подход не позволяет предсказать характер фрагментации, так как сделанные предположения о типе трещин предопределяют полученные результаты.

Прочность материала при статическом нагружении определяется поведением наиболее опасного дефекта. При динамическом нагружении и, в частности, при взрыве в любом конечном объеме твердого тела развивается большое количество трещин, приводящее к образованию осколков самых разнообразных размеров и форм, различающихся даже для геометрически одинаковых объектов, изготовленных из одного и того же материала. Отсюда следует, что формирование сдвиговых и отрывных трещин, в отличие от образования откольно-разрывной зоны, носит вероятностный характер и адекватное описание осколочного (дробящего) действия взрыва должно быть основано на теоретико-вероятностных представлениях.

Для практики представляет определенный интерес численное моделирование образования отрывных и сдвиговых трещин при случайном распределении начальных отклонений прочностных свойств от номинального значения. Для преодоления данной проблемы в работах [69, 70] введена плотность вероятности наступления разрушения при

заданной деформации и аналитически решались задачи о разрушении тонкого металлического кольца. По мнению авторов [70], «способность материала к множественному разрушению» зависит от степени однородности его свойств и, подобно стандартным механическим характеристикам, должна определяться по результатам специальных испытаний. Однако при аналитическом рассмотрении невозможно в полной мере отследить влияние процессов разгрузки на поведение близко расположенных трещин в силу нелинейности задачи и сложности происходящих при этом процессов.

Уравнения, описывающие движение оболочки, являются осесимметричными. Следовательно, для того чтобы численно моделируемый процесс разрушения отражал реальную картину поведения оболочек, полученную в экспериментах, необходимо внести определенные возмущения в физико-механические характеристики материала оболочки (моделирование начальных дефектных структур). Это позволяет внести в расчет асимметрию, присущую реальному процессу разрушения. В связи с этим несомненный интерес представляет работа [60], в которой, исходя из экспериментально-статистических данных о характере структуры материала, численно моделируется процесс дробления металлического кольца. Используя функцию плотности вероятности разрушения при данной деформации (определяемой экспериментально) и полученную каким-либо образом (экспериментально, численно или аналитически) зависимость деформации ячейки от времени $\varepsilon^i(t)$, для каждой ячейки находятся характерные времена разрушения t_c^i . Произвольная ячейка под номером i в кольце считается разрушенной, если к моменту t_c^i до нее не дошла разгрузка от уже образовавшихся трещин. Ориентация сдвиговых трещин определяется при их зарождении, причем из двух эквивалентных направлений случайным образом определяется одно, и дальнейшее распространение трещины идет без ветвления. Показано, что при предположении разрушения отрывом осколочный спектр в координатах «масса по массе» имеет ярко выраженный максимум, определяемый числом фрагментов по окружной координате. Если же предположить, что разрушение происходит путем сдвига, осколочный спектр в подобных координатах показывает резкое преобладание мелких осколков в раздробленном материале. В реальных процессах дробления свой вклад в разрушение вносят как отрывной, так и сдвиговой механизмы, в результате чего как раз и получается бимодальный

спектр. В работе показано, что падение скорости деформации оболочки приводит к расширению интервала времен t_c^i возможного образования микротрещин и возрастает роль процесса разгрузки материала и, как следствие, спектры смещаются в сторону увеличения размера осколка.

4.2. Моделирование разрушения твердых тел

4.2.1. Критерии разрушения

Одним из важных моментов при компьютерном моделировании задач разрушения является выбор критерия разрушения (КР). Как показано в работах [27, 51, 52, 60], при аналитическом рассмотрении изменения исходных предположений о характере трещин и механизме разрушения кардинально меняет картину разрушения, особенно для оболочек. На сегодня в механике разрушения принято разделять критерии роста трещины и критерии ее зарождения. При аналитическом рассмотрении задач разрушения классический подход заключается в том, что критерий роста трещины берется в виде коэффициентов интенсивности K_I , K_{II} , K_{III} в вершине трещины, что не позволяет предсказать изменение направления трещины и тем более описать ее разветвление. С 1960-х годов стал развиваться более общий подход [74–77], в котором направление развития трещины определяется из максимума некоторой комбинации напряжений в окрестностях вершины трещины. Например, в работе [74] полярный угол роста трещины φ определяется из условия максимума на данном направлении эквивалентного напряжения σ_3 , вычисляемого по формуле $\sigma_3 = \sqrt{(1 - k^2)\sigma_1^2 + k^2\sigma_i^2}$, где $k = \sigma_p / \sigma_c$ – отношение пределов прочности (текучести) при растяжении и сжатии; σ_i – интенсивность напряжений; σ_1 – наибольшее растягивающее напряжение. Использование данных подходов требует аналитического представления $\sigma_{ij}(r, \varphi)$ и, следовательно, практически нереализуемо в задачах численного моделирования. При использовании метода раздвоения узлов направление дальнейшего роста трещины, как правило [78], определяется по лучу, наиболее близкому к плоскости максимальных напряжений, а при использовании метода локальной перестройки разностной сетки [61, 79] направление роста совпадает с направлением на разрушенную ячейку.

Практически все критерии *зарождения* трещины основаны на том, что ячейка считается разрушенной при достижении её поврежденностью критического значения. Как справедливо сказано в [80], поврежденность – понятие неопределенное и в качестве неё можно брать все, что угодно. С точки зрения классификации моделей накопления поврежденностей их можно условно разделить на две группы:

деформационные вида

$$dD = f(p, \sigma_{ij}, T, \dots) d\varphi(\varepsilon_{ij}^p)$$

и эволюционные (временные) вида

$$dD = f(D, p, \sigma_{ij}, T, \dots) dt.$$

Здесь D – параметр поврежденности, f и φ – некоторые функции. Деформационные модели [48, 53, 69, 70, 80–85] основаны на предположении о том, что поврежденность пропорциональна некоторой функции от пластических деформаций, предельное значение параметра поврежденности при этом определяется из экспериментов на одноосное растяжение – сжатие и результаты экстраполируются на трехосное НДС. Как наиболее характерные, здесь можно назвать КР в виде работы пластических деформаций $dD = \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^p$ [84, 85] и КР в виде эквивалентной пластической деформации $dD = \sqrt{d\varepsilon_{ij}^p d\varepsilon_{ij}^p}$ [91].

В основу эволюционных моделей [86, 87, 71–73, 88–90] положено предположение о том, что на уровень поврежденности влияет не только нагрузка, но и время действия этой нагрузки. Кинетика изменения поврежденностей в моделях эволюционного типа определяется аналитически или полуэмпирически, исходя из сделанных предположений. Из этой группы наиболее широко используются модель Джонсона роста сферических пор [71–73] и модель NAG-FRAG Д. Куррана [86, 87].

В обзорных работах [91, 100] на основании обширных экспериментальных данных был сделан вывод о том, что при растяжении динамический предел текучести всегда больше статического; в то же время *при одинаковых условиях нагружения* предельные деформации практически одинаковы во всем диапазоне скоростей деформации. Однако это утверждение справедливо лишь при простом активном нагружении (т.е. растяжении), и распространение подобных выводов на сложное нагру-

жение следует производить с некоторой осторожностью. Тем не менее для задач взрывного разрушения оболочек в работах [4, 9, 49, 53] отмечается удовлетворительное совпадение экспериментальных данных с расчетными при использовании деформационных критериев.

Ориентация микротрещины при срабатывании критерия разрушения определяется следующим образом:

– считается, что в областях, в которых реализуется состояние неравномерного сжатия ($p > 0$), разрушение происходит путем сдвига; при этом, вследствие симметричности тензоров напряжений и деформаций, максимальные усилия реализуются на двух взаимно перпендикулярных площадках. Полагается, что эти две ориентации равновероятны и случайным образом выбирается одна из них [60];

– считается, что в областях, в которых реализуется состояние неравномерного растяжения ($p < 0$), разрушение происходит путем разрыва по площадке с максимальными нормальными напряжениями.

Для расчета возможного разрушения материала использовался также критерий разрушения, базирующийся на понятии работы пластических деформаций [85].

Как известно, приращение работы пластических деформаций на единицу массы среды может быть записано в виде

$$dA^p = \frac{1}{\rho} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^p = \frac{1}{\rho} (s_{ij} - p\delta_{ij}) d\varepsilon_{ij}^p = \frac{1}{\rho} s_{ij} d\varepsilon_{ij}^p.$$

В случае если произошел выход за пределы круга текучести, при использовании процедуры сноса на круг текучести данные выражения можно записать в виде $dA^p = s_{ij} d\varepsilon_{ij}^p / \rho = s_{ij} (e_{ij}^* - e_{ij}) / \rho$, где e_{ij}^* – неоткорректированные, а e_{ij} – откорректированные компоненты девиатора упругих деформаций. Заменяя $e_{ij}^* = e_{ij} \sqrt{6\mu} \sqrt{e_{ij}^* e_{ij}^*} / \sigma_T$, получим $dA^p = s_{ij} e_{ij} \sqrt{6\mu} (\sqrt{e_{ij}^* e_{ij}^*} - \sigma_T / \sqrt{6\mu}) / (\rho \sigma_T)$. Полагая $s_{ij} = 2\mu e_{ij}$, при условии текучести Мизеса, получим $dA^p = \sqrt{2/3} \sigma_T (\sqrt{e_{ij}^* e_{ij}^*} - \sigma_T / \sqrt{6\mu}) / \rho$.

Весьма важным с точки зрения исследования процесса высокоскоростного разрушения и для правильного определения ориентации трещи-

ны является вопрос о том, какая трещина реализовалась – отрывная или сдвиговая, и если сдвиговая, то как определить ее ориентацию (ведь максимальные касательные напряжения равны на взаимно перпендикулярных площадках). Особенно это важно при зарождении микротрещины, так как при уже существующей трещине вектор дальнейшего ее роста можно взять как направление на разрушенную ячейку в окрестностях вершины трещины. К сожалению, даже в тех немногих работах, где эта проблема упоминается, например в [91], авторы лишь отмечают ее сложность и оставляют на уровне постановки задачи.

Ориентацию сдвиговой трещины можно узнать, только определив направление преимущественного скольжения, однако, исходя из симметричности тензоров напряжений и деформаций, можно сделать вывод о том, что определить тип и ориентацию трещины не представляется возможным в рамках линейного подхода к описанию деформирования изотропных тел. Бесконечно малый сдвиг $\partial u_x / \partial y = \alpha$ по плоскостям, параллельным оси x (рис. 4.1, *а*), вместе с жестким поворотом на угол α против часовой стрелки (рис. 4.1, *б*) отличается от бесконечно малого сдвига $\partial u_y / \partial x = \alpha$ вдоль оси y (рис. 4.1, *в*) на бесконечно малые второго порядка (рис. 4.1, *г*) и в линейном приближении они тождественно совпадают.

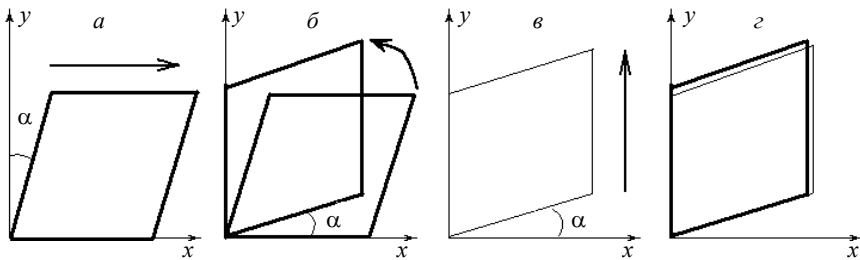


Рис. 4.1. Направление преимущественного скольжения

Таким образом, даже использование в качестве поврежденности тензорной величины, как предлагает ряд авторов [92–95], и соответственно тензорного КР не дает достоверной информации о характере трещины. Более того, кроме геометрической нелинейности, в процессе деформирования и, особенно перед моментом разрушения, материал приобретает анизотропность, вызванную преимущественным направлением де-

формаций [96–99]. Неучет того, что физико-механические и прочностные характеристики ($\sigma_T, \sigma_B, \mu, \nu, \dots$) при этом становятся тензорными величинами, также в значительной степени ослабляет достоверность получаемой информации.

4.2.2. Вероятностный механизм разрушения. Моделирование начальных неоднородностей

При динамическом нагружении и, в частности при взрыве, в любом конечном объеме твердого тела развивается большое количество трещин, приводящее к образованию осколков самых разнообразных размеров и форм, различающихся даже для геометрически одинаковых объектов, изготовленных из одного и того же материала. Поэтому при попытке моделировать естественное дробление твердых тел возникают проблемы, связанные с тем, что на картину фрагментации существенное влияние оказывает наличие внутренних неоднородностей и микроповреждений. В процессе нагружения твердого тела происходит локализация деформаций на дефектах структуры, тем самым появляется вероятностный фактор, во многих случаях играющий преобладающую роль и определяющий характер фрагментации. В связи с этим при моделировании задач дробления возникает необходимость учета начальных неоднородностей, в противном случае деформации будут распределены равномерно и картина разрушения будет искажена – особенно критично это для задач, геометрически осесимметричных, например при разрушении оболочек вращения.

В реальных материалах процесс разрушения всегда определяется внутренней структурой среды, наличием неоднородностей, как правило, вызванных различной ориентацией зерен в поликристаллическом материале или неоднородностями в составе композиционных материалов, различием в микропрочности внутри зерна и на межзеренной или межфазной границе. Анизотропность свойств каждого зерна (различие упругих модулей компонентов в композиционном материале) вызывает концентрацию напряжений и неоднородность деформации на микроуровне, что, по мере нагружения, приводит к локализации разрушения. В связи с этим для повышения степени соответствия численно моделируемого процесса с экспериментальными данными необходимо внести определенные возмущения в физико-механические характеристики разрушаемой среды, причем представляет определенный интерес случай-

ное распределение факторов, определяющих прочностные свойства материала. При такой постановке задачи процесс разрушения приобретает вероятностный характер, что соответствует теоретическим представлениям и экспериментальным данным.

Введение в методику расчета сведений о поликристаллической структуре материала требует большого количества экспериментальных данных и повышенных требований к мощностям вычислительной техники, что ограничивает возможности реализации и применения подобного подхода. В связи с этим предлагается упрощенный вариант моделирования вероятностного механизма разрушения.

Физико-механические характеристики среды, отвечающие за прочность, считаются распределенными случайным образом по объему материала. Плотность вероятности распределения данных параметров берется в виде различных законов распределения, в общем случае зависящих от табличного (среднего) значения распределяемого параметра, варьируемой дисперсии распределения данного параметра и прочих характеристик среды.

Такие характеристики, как плотность, модуль сдвига, модуль объемного сжатия, для безградиентного однофазного материала практически не зависят от числа дефектов, и при распределении по объему эти величины можно считать постоянными. В то же время такие параметры, как предел текучести, предел прочности, максимальные деформации и прочие константы, определяющие момент наступления разрушения в различных теориях прочности и критериях разрушения, напрямую зависят от числа и размера дефектов и должны быть распределены по объему случайным образом, с дисперсией, зависящей от однородности материала.

Численные эксперименты с подрывом толстостенных цилиндрических оболочек показывают [109], что на формирование осколочного спектра дисперсия начального распределения прочностных свойств влияет гораздо сильнее, чем его форма, что снижает требования, предъявляемые при выборе закона распределения, и позволяет в аналитических и численных расчетах использовать практически любой унимодальный закон.

Как правило, в статистической механике принято считать различные величины распределенными унимодально. Вопрос выбора закона распределения сам по себе вызывает жаркую дискуссию [101–103], однако большинство специалистов склоняется к мысли о том, что выбор нор-

мального распределения более обоснован теоретически и экспериментально. Разброс какой-либо величины описывается нормальным гауссовским распределением в том случае, когда на данную величину влияет большое количество случайных независимых параметров – это, фактически, является определением нормального закона распределения в теории вероятности. Большинство случайных величин в природе удовлетворяют этому требованию и, как правило, в аналитических и численных расчетах могут быть с достаточной степенью точности считаться распределенными нормально. Кроме того, существует большое число экспериментальных работ, где подтверждается нормальный закон отклонения физико-механических характеристик (ФМХ) от номинального значения. Несмотря на то, что существуют работы, где делается вывод о несимметричном законе распределения для ФМХ на макроуровне, это не противоречит их распределению по нормальному закону на микроуровне.

В численных расчетах для моделирования начальных неоднородностей применяется следующий подход. Некоторый параметр или параметры – как правило, коэффициент разрушения или предел текучести, распределяются по ячейкам или узлам (в зависимости от выбранного подхода к описанию разрушения) расчетной области по нормальному закону распределения. Под коэффициентом разрушения здесь понимается отношение критического значения параметра поврежденности в данной ячейке (узле) к номинальному значению, например, при использовании деформационных критериев – отношение критического значения эквивалентной пластической деформации к максимальной деформации. При отсутствии привязки к эксперименту используется, как правило, дисперсия 10-процентного отклонения (96 % значений случайной величины попадают в интервал $\pm 10\%$ от номинального значения). Распределение осуществляется с помощью модифицированного генератора случайных чисел, выдающего величину, подчиняющуюся указанному закону распределения.

Вопрос корреляции распределяемых величин достаточно важен, однако он фактически предполагает моделирование вполне определенной структуры, что, в свою очередь, требует большого количества экспериментальных данных и создания модели среды с наличием такой структуры (применительно к численному моделированию на дискретной сетке). Ввиду сложности данного вопроса при распределении различных параметров их можно считать независимыми (если используемая модель накопления и роста поврежденности не предполагает явной связи

между ними). Например, максимальное значение эквивалентной пластической деформации (при использовании деформационных критериев) и предел текучести, с точки зрения микроуровня, независимы: дефекты на межзеренной границе могут препятствовать пластическим деформациям, но в то же время приводить к более раннему образованию микротрещины.

Поскольку гауссовское распределение определено на всем пространстве от минус бесконечности до плюс бесконечности, в практических приложениях требуется ограничить интервал, исключив области, вероятность попадания в которые близка к нулю. В силу этого на практике, как правило, для распределения случайных величин по нормальному закону используют отрезок (в зависимости от дисперсии распределения), например, 10 %-го отклонения от номинального значения, что позволяет исключить нефизические значения распределяемых параметров.

Данные численных экспериментов по подрыву толстостенных оболочек показывают [109], что увеличение дисперсии коэффициента разрушения приводит к увеличению в спектре относительной доли средних и крупных осколков и к уменьшению максимума, вызванного осколками мелкой фракции, в связи с чем средний размер осколка увеличивается. Максимальный размер осколка также имеет тенденцию к увеличению, что приводит к возрастанию числа осколков, содержащих в себе участки обеих начальных поверхностей (внутренней и внешней). Это объясняется тем, что с увеличением дисперсии увеличивается число крупных дефектов, которые реализуются в микротрещины на начальных этапах разрушения, причем разгрузка от вновь образованных поверхностей уменьшает опасность реализации более мелких дефектов.

В то же время влияние разброса предела текучести на окончательное распределение осколков по размеру гораздо меньше, чем влияние разброса коэффициента разрушения. Это объясняется скорее всего тем, что вследствие высоких скоростей деформации искажающее влияние ослабления материала не приводит на начальном этапе разрушения к существенной локализации деформаций в данной точке. При этом срабатывание условия разрушения происходит более равномерно, чем при распределении с такой же дисперсией критического значения коэффициента разрушения.

Фактически, описываемый подход для моделирования внутренней структуры среды (неоднородностей, дефектов и в итоге вероятностного разрушения) предполагает введение в модель материала всего *одного*

дополнительного параметра – дисперсии распределения прочностных свойств, что, как показывают численные эксперименты, позволяет в определенной степени влиять на характер дробления и результирующий осколочный спектр. Здесь надо понимать, что данный параметр влияет только на вероятностный фактор разрушения, сам характер разрушения и предельные нагрузки определяются непосредственно моделью материала, в первую очередь описанием накопления поврежденности и критерием разрушения.

Стоит отметить, что в реальных ситуациях, помимо дефектов структуры, большое влияние на характер трещинообразования играют остаточные внутренние напряжения в материале. Их наличие может быть вызвано, как правило, особенностями кристаллизации для металлов, отливки и усадки для пластмасс, затвердевания при химических реакциях. При наличии внутренних напряжений энергия, необходимая для образования микротрещины и ее роста, может быть гораздо меньше значений, рассчитанных по классической механике трещин. То есть даже при отсутствии каких-либо явных внутренних дефектов, незначительное нагружение может привести к образованию трещины, а иногда и разрушению или фрагментации всего образца. Подход к вероятностному разрушению, описанный выше, можно применить и для таких ситуаций, моделируя внутренние напряжения распределением какого-либо параметра, однако потребуются значительное усложнение используемой модели материала и критерия разрушения.

4.2.3. Описание фрагментации при численном моделировании разрушения твёрдых тел

В численном моделировании при выполнении в ячейке или узле условия разрушения считается, что в данной точке образовалась микротрещина, и возникает необходимость учесть факт локального разрушения в разностной схеме. В зависимости от требований, предъявляемых к задаче, можно использовать различные подходы к моделированию (описанию и расчету) разрушенной зоны. В свою очередь, выбранный подход предъявляет определенные требования к критерию разрушения. В некоторых расчетах (как правило, в задачах взрывного дробления хрупких материалов – бетона, горных пород), при которых взаимное перемещение разрушенных частей незначительно, а взаимодействие осколков не представляет интереса, микротрещины можно считать независимыми. Это позволяет не вводить поверхность разрушения, а при

выполнении критерия разрушения просто считать, что материал в этой точке более не сопротивляется сдвиговым и растягивающим объемным усилиям, но продолжает работать на сжатие [104, 105]. Такой подход позволяет приблизительно оценить расположение и размеры зон разрушения (интенсивного дробления, состоящих из относительно крупных осколков, зон с отдельными трещинами). Среди классических моделей, использующих данный подход, как наиболее характерные, можно назвать метод «Тензор» Майнчена – Сака [105] и модель NAG-FRAG Д. Куррана [86, 87].

Если в расчете представляет интерес поле скоростей осколков, их разлет, взаимодействие их друг с другом (например, скольжение при сдвиговых трещинах) и с другими телами, т.е. нельзя пренебречь взаимным перемещением разрушенных частей, то необходимо вводить поверхность разрушения. Сделать это можно также несколькими способами. В качестве самого простого способа широко используется эрозионный подход – при выполнении в ячейке критерия разрушения она выкидывается из расчета, соответственно появляются новые контактные поверхности, по которым идет взаимодействие. В такой постановке точность расчета может быть очень низкой, потеря массы может превышать 50 %, поэтому развиваются методы, позволяющие как-то снизить эту погрешность, в частности, разрушенные ячейки могут не просто выкидываться, а заменяться некими частицами, имеющими массу и скорость и обменивающимися импульсом с контактными поверхностями.

Эрозионное образование поверхности разрушения позволяет смоделировать трещину лишь приблизительно, но вполне приемлемо в задачах с разрушением на единичные крупные части или в расчетах, когда мелкими осколками можно пренебречь. Кроме того, не требуется определять ориентацию возникающей микротрещины, поверхность разрушения определяется гранями разрушенной ячейки. Но при более тщательном подходе, например для того, чтобы учесть влияние разгрузки от близкорасположенных трещин, обеспечить скольжение при сколе и в сдвиговых трещинах, требуется более точное определение поверхности разрушения. Это возможно только при адаптации расчетной сетки к вычисляемой поверхности трещины (при росте этой самой трещины).

В настоящее время в задачах, когда характер разрушения заранее неизвестен, для реализации механизма раздвоения сеток в основном используют два подхода для численного расчета фрагментации (для двумерных задач, использующих треугольную сетку, они более подробно

описаны ниже). Первый [78, 104, 106] состоит в том, что узел сетки раздваивается при выполнении в его окрестности некоторого критерия разрушения и трещина распространяется по узлам разностной сетки. Второй подход заключается в том, что при выполнении в ячейке выбранного критерия разрушения происходит локальная перестройка разностной сетки. В этом случае параметры, характеризующие состояние среды, пересчитываются для новой ячейки как сумма по входящим в нее старым ячейкам пропорционально их массовой доле [61, 79, 107, 108].

Метод раздвоения узлов более прост, однако имеет ряд серьезных ограничений. В качестве критерия дальнейшего распространения трещины используются несколько подходов, наиболее распространенным из которых является следующий [78]: в узле определяется (как среднее по окружающим ячейкам) некоторый параметр, взятый в качестве поврежденности, и сравнивается с критическим значением данного параметра. Осреднение по ячейкам значительно ослабляет влияние начальных неоднородностей и увеличивает время, необходимое для срабатывания критерия разрушения. Если среда обладает большой пластичностью, то перед разрывом в предельно растянутом материале ячейки вытянуты перпендикулярно направлению роста трещины и при ветвлении по узлам невозможно обеспечить более-менее гладкую поверхность трещины и соответствие ориентации плоскости трещины максимальным напряжениям. Это приводит к тому, что становится невозможной полная и своевременная разгрузка на вновь образовавшихся поверхностях, что очень важно при высоких скоростях деформации. Если релаксация не происходит, то концентрации напряжений в вершине трещины практически не наблюдается и трещина распространяется не прямолинейно, что приводит к значительному ветвлению и более сильному дроблению. Расчет сдвиговых трещин при непрямолинейности трещины также затруднителен из-за невозможности скольжения берегов трещины друг по другу.

Среди достоинств данного метода кроме простоты следует отметить слабую критичность к выбору критерия разрушения, хотя при использовании скалярного условия вероятность повторного срабатывания критерия разрушения на берегах образовавшейся трещины гораздо выше, что также приводит к значительному ветвлению трещины и избыточному дроблению. В связи с этим при использовании метода раздвоения узлов со скалярным критерием в задачах высокоскоростного разруше-

ния магистральная трещина представляется в виде полосы разрушения толщиной в одну-две ячейки. При расчете процессов дробления это приводит к тому, что характер трещин и форма осколков не соответствуют действительности и осколочный спектр сдвинут в область более мелких осколков. Несмотря на то, что использование метода раздвоения по узлам увеличивает число осколков мелкой фракции, описанный подход вполне может быть применен для предсказания числа крупных фрагментов, а также для определения поля скоростей осколков. Аналогично, в задачах разрушения массивных упругопластических тел, когда размеры области разрушения малы по сравнению с размерами осколков, а положение трещин в значительной степени определяется геометрией нагружения, это не играет особой роли и использование метода раздвоения узлов не вызывает возражения.

В процессе расчета в окрестности каждого узла проверяется критерий разрушения (например, как среднее значение выбранного параметра поврежденности по окружающим ячейкам). При срабатывании критерия разрушения определяется плоскость микротрещины, как площадка с максимальным нормальным напряжением. В окрестности узла находятся ячейки Y_1 и Y_2 (рис. 4.2), через которые проходит плоскость трещины, и в них определяются грани U_0U_1 , и U_0U_2 , составляющие наименьший угол с плоскостью трещины. Создается новый узел U_0^* , координаты и скорость которого совпадают с параметрами узла U_0 , и производится расщепление сетки по линии $U_1U_0U_2$ (рис. 4.3).

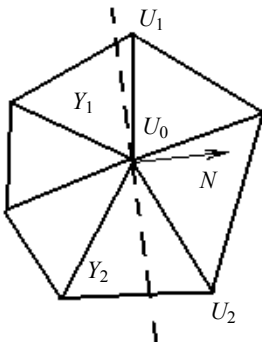


Рис. 4.2. Плоскость микротрещины

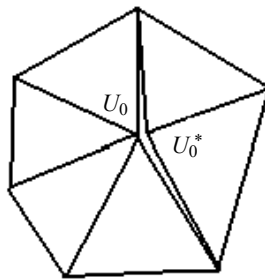


Рис. 4.3. Расщепление сетки

При использовании метода локальной перестройки сетки поверхности разрушения определяются более корректно, однако при частом перестроении сетки может накапливаться вычислительная погрешность. Этот метод довольно критичен к выбору критерия разрушения, так как использование скалярного критерия *в принципе некорректно*. Более того, критерий обязательно должен включать в себя некоторое условие по напряжениям для исключения повторного срабатывания в уже обработанной области на берегах трещины. Еще один недостаток данного подхода состоит в том, что при перестройке сетки, значительно деформированной к моменту разрушения, из-за сильной неравномерности отрезков на границе перестраиваемой области требуется значительное усложнение алгоритма перестроения сетки.

Ниже описан один из вариантов локальной перестройки сетки для 2D-схем на треугольных ячейках – с использованием автоматической триангуляции. Если в процессе расчета в произвольной ячейке $i1$ (рис. 4.4) выполнен выбраный критерий разрушения, то считается, что образовалась микротрещина с плоскостью, совпадающей с плоскостью максимальных нормальных напряжений.

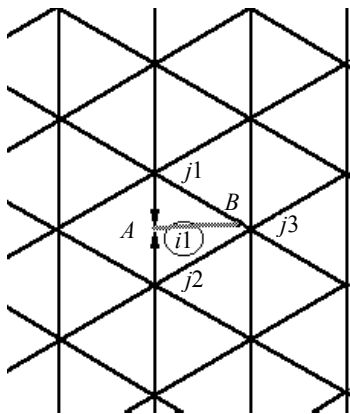


Рис. 4.4. Ориентация микротрещины

Если в процессе расчета в ячейке $i1$ (см. рис. 4.4) образовалась микротрещина, то область, подлежащая автоматической триангуляции, определяется как часть сетки, включающая в себя все ячейки, имеющие в своем составе принадлежащие разрушенной ячейке узлы $j1$, $j2$, $j3$.

Кроме этого, на триангулируемую область накладывается ограничение в виде линии внутреннего разрыва $A-C1-B-C2$ (рис. 4.5), описывающей трещину. Плоскость разрыва совпадает с плоскостью микротрещины, а точки $C1$ и $C2$ соответствуют центру разрушенной ячейки (на рисунке точки $C1$ и $C2$ разведены для большей наглядности).

Лучи CA и CB , исходящие из центра ячейки, имеют длину, соответствующую средней длине отрезка на границе области перестроения. В связи с этим на значительно деформированной сетке они могут выйти далеко за пределы разрушенной ячейки – в этом случае область перестроения соответственно увеличивается – для каждого отрезка, который пересекает луч, к области перестроения добавляется окружение обоих узлов, принадлежащих отрезку. При выходе луча на границу линия $A-C1-B-C2$ объединяется с границей – разрыв уже не внутренний, а поверхностный.

После запуска процедуры автоматической триангуляции области происходит локальная перестройка сетки (рис. 4.6) и параметры вновь образованных ячеек определяются, как описано выше.

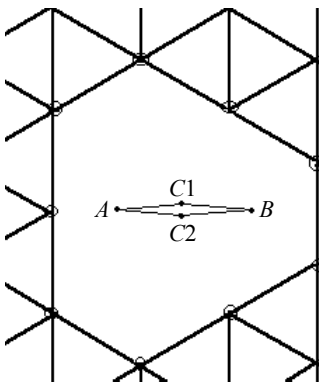


Рис. 4.5. Зона перестроения

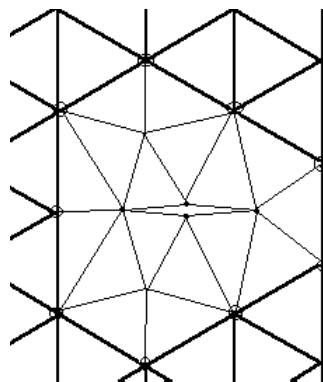


Рис. 4.6. Перестроенная сетка

После каждого акта перестроения сетки параметры, характеризующие состояние каждой вновь созданной ячейки, определяются как сумма по аналогичным параметрам входящих в нее старых ячеек пропорционально их массовой доле.

4.3. Фрагментация толстостенных упругопластических цилиндрических оболочек при взрывном нагружении. 2D-подход

Взрывное разрушение толстостенной цилиндрической оболочки является хорошей модельной задачей для демонстрации возможностей вероятностного подхода к проблеме дробления твердых тел. Поэтому в плоской двумерной постановке был проведен [110, 111] анализ фрагментации толстостенной упругопластической цилиндрической оболочки под действием продуктов детонации ВВ при осевой детонации и исследовано влияние параметров эксперимента на формирование осколочного спектра. Задача решалась с использованием лагранжевого подхода к описанию сплошной среды, что удобно для отслеживания контактных границ.

Для придания процессу разрушения вероятностного характера, соответствующего экспериментальным данным, необходимо внести определенные возмущения в физико-механические характеристики материала оболочки. В данных расчетах начальные неоднородности моделировались тем, что такие прочностные характеристики материала, как предел текучести и критическое значение эквивалентной пластической деформации, распределялись по ячейкам оболочки с помощью модифицированного генератора случайных чисел, выдающего случайную величину, подчиняющуюся выбранному закону распределения.

Исходным бралось невозмущенное состояние оболочки и автомодельное распределение параметров за фронтом расходящейся цилиндрической детонационной волны в газе, образующейся при осевом инициировании ВВ.

В момент времени $T = 0$ взрывчатое вещество считается полностью прдетонировавшим и в качестве начальных данных для параметров детонации (ПД) принимается автомодельное распределение параметров. Для случая цилиндрической детонационной волны распределение давления и скорости за ее фронтом на расстоянии r от оси инициирования записывается в виде функции от относительного радиуса r/R_i [1]:

при $r/R_i \leq 0.472$ скорость ПД равна нулю, давление остается постоянным

$$V = 0, \quad p = 0.249 p_n,$$

при $r/Ri > 0.472$ скорость и давление распределяются следующим образом:

$$V = D \left(0.25 - 0.3002 \sqrt{\frac{r}{Ri} - 1} + 0.0163 \left(\left(\frac{r}{Ri} \right)^{2.18} - 1 \right) \right),$$

$$p = p_n \left(1 - 1.294 \sqrt{\frac{r}{Ri} - 1} + 0.703 \left(\left(\frac{r}{Ri} \right)^{0.84} - 1 \right) \right).$$

Здесь Ri – радиус положения детонационного фронта, в данном случае – внутренний радиус оболочки; p_n – давление на фронте детонационной волны в точке Чепмена – Жуге; D – скорость детонационной волны.

Размеры оболочки брались следующими: внутренний радиус – 2 см, внешний – 3 см. В представленных вариантах расчета использовалась сетка, изображенная на рис. 4.7 (10 ячеек по толщине оболочки и порядка 15 – вдоль радиуса в продуктах детонации).

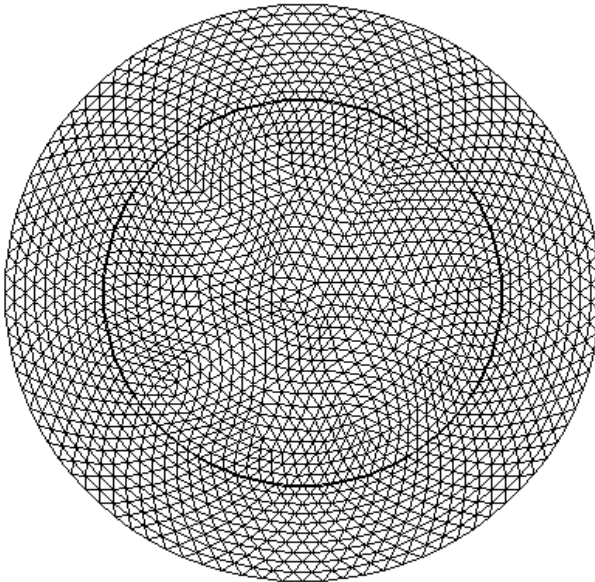


Рис. 4.7. Расчетная сетка

Проводилось сравнение радиусов разрушения, определенных экспериментально в работе [49] и полученных из численных расчетов. Для оболочки с внутренним радиусом 10 мм и внешним радиусом 13.5 мм, изготовленной из Ст. 60 с различными видами термообработки и наполненной ТГ50/50, были получены следующие результаты:

Таблица 4.1

Параметры разрушения оболочек из Ст. 60

№ п/п	σ_T МПа	ψ	Относительный внешний радиус появления трещин на внешней поверхности	
			эксперимент	численный расчет
1	700	0.25	1.26	1.28
2	550	0.40	1.40	1.47

Как видно из табл. 4.1, расхождение экспериментальных и расчетных данных лежит в пределах погрешности эксперимента (15 %) и является удовлетворительной для данного класса задач [49].

Проводилось сравнение численных расчетов и экспериментальных данных, приведенных в [5]. Толстостенная цилиндрическая оболочка с внутренним радиусом 2.54 см и толщиной стенки 10.16 см из стали 1020 нагружалась взрывом изнутри. В качестве ВВ использовался состав СЗ. После нагружения внутренний радиус увеличился на 77 %. К сожалению, в [5] не указаны параметры данных материалов. Численный расчет, характеристики для которого были взяты из [1], показал увеличение внутреннего радиуса на 70 %. Подобное расхождение можно объяснить возможной ошибкой в параметрах материалов (различные виды термообработки для одной и той же стали приводят к изменению ее σ_T более чем в полтора раза).

4.3.1. Формирование осколочного спектра при взрывном нагружении цилиндрической оболочки

Для исследования динамики разрушения оболочки и процесса формирования осколочного спектра был сделан ряд расчетов для пары медь (оболочка) – гексоген (ВВ). В численных расчетах принимались следующие характеристики материала оболочки:

$$\rho_0 = 8900 \text{ кг/м}^3; \text{ модуль сдвига } \mu = 46 \text{ ГПа}; \sigma_T = 200 \text{ МПа};$$

$$p = A \left(\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{4.8} - 1 \right), \text{ где } A = 30.2 \text{ ГПа};$$

и параметры ВВ

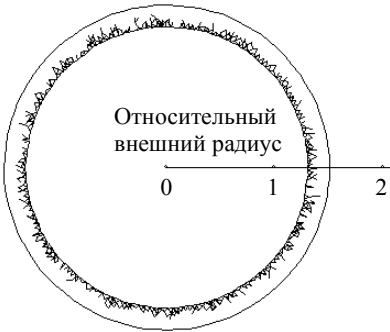
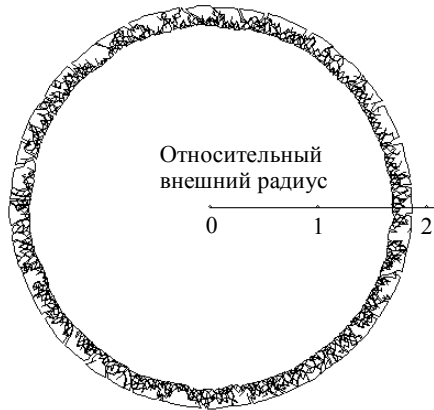
$$\rho_{\text{ВВ}} = 1650 \text{ кг/м}^3, D = 8310 \text{ м/с}.$$

Для определения момента образования трещины использовался критерий разрушения по эквивалентной пластической деформации. Критические значения $\varepsilon_{\text{max}}^{\text{ЭКВ}}$ распределялись по ячейкам расчетной области по нормальному закону распределения со средним арифметическим $x_0 = 0.563$ и дисперсией $\sigma = 0.02$. Как будет показано ниже, данная дисперсия приводит к распределению, при котором около 99 % случайных значений $\varepsilon_{\text{max}}^{\text{ЭКВ}}$ попадает в интервал десятипроцентного отклонения ($x_0 - 0.1x_0$; $x_0 + 0.1x_0$).

На рис. 4.8 – 4.11 представлены результаты расчетов, для описания разрушения в которых использовалась локальная перестройка разностной сетки.

Как видно из представленных рисунков, разрушение начинается с внутренней поверхности путем зарождения многочисленных трещин сдвига (рис. 4.8), затем зона дробления распространяется в глубь оболочки (рис. 4.9) и на заключительном этапе происходит разрушение слоя, прилегающего к внешней поверхности путем образования радиальных трещин отрыва (рис. 4.10). В начальный период разрушения процессы дробления ведут к наращиванию мелкой фракции осколков, и лишь с момента возникновения сквозных радиальных трещин происходит образование крупной фракции. С момента времени $t \approx 32$ мкс формирование осколочного спектра практически закончено и продолжается свободный разгон осколков. Окончательно сформировавшийся осколочный спектр качественно подтверждает экспериментальные данные о бимодальности (в координатах «масса по массе») распределения фрагментов оболочки.

К моменту $t = 40$ мкс разгон осколков практически завершен (оставшаяся потенциальная энергия составляет около 1.5 %). Окончательная скорость осколков составляет порядка 900...1000 м/с.

Рис. 4.8. Время $t = 22$ мксРис. 4.9. Время $t = 24$ мксРис. 4.10. Время $t = 27$ мксРис. 4.11. Время $t = 33$ мкс

Таким образом, даже для геометрически симметричных задач использование описанного подхода для внесения начальных неоднородностей в физико-механические свойства материала приводит к вероятностному разрушению и приближению к естественной форме дробления.

Для сравнения результатов, полученных с использованием различных подходов к описанию разрушения, задача с теми же самыми параметрами нагружения, начальными условиями и распределением прочностных свойств решалась с применением метода раздвоения разностной сетки по узлам [109]. Формирование осколочного спектра в этом случае проходит аналогично и бимодальность сохраняется, хотя следует

отметить уменьшение максимума, связанного с мелкой фракцией, и увеличение среднего размера осколка. Значительно деформировавшаяся к началу разрушения расчетная сетка и осреднение по окружающим ячейкам при проверке критерия разрушения не позволяют при ветвлении по узлам обеспечить полноценную разгрузку, вследствие чего наблюдаемая морфология разрушения (ориентация трещин, форма осколков) не соответствует экспериментальным данным. Принимая во внимание результаты, описанные ранее в этой главе, можно сделать вывод, что для получения адекватных результатов при использовании метода раздвоения сетки по узлам требуется как минимум существенная адаптация сетки к характеру разрушения или значительное уменьшение шага сетки.

4.3.2. Влияние дисперсии начального разброса прочностных свойств на осколочный спектр

Была сделана оценка влияния закона распределения прочностных свойств и его дисперсии на осколочный спектр. Плотности вероятности случайных величин брались в виде различных законов распределения со средним арифметическим x_0 , равным табличному значению и варьируемой дисперсией σ^2 :

1) нормальное гауссовское распределение

$$\frac{dp}{dx} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad -\infty \leq x \leq \infty; \quad (4.1)$$

2) экспоненциальное распределение

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\sqrt{2}}{\sigma} e^{-\frac{\sqrt{2}(x-x_0)}{\sigma}}, \quad x_0 \leq x < \infty; \quad (4.2)$$

3) трехпараметрическое распределение Вейбулла

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\lambda}{m_0} \left(\frac{x}{m_0}\right)^{\lambda-1} e^{-\left(\frac{x}{m_0}\right)^\lambda}, \quad (4.3)$$

которое при параметре $\lambda = 1/2$ называется законом Мотта, при $\lambda = 1$ превращается в экспоненциальный закон, при $\lambda = 2$ называется законом Релея, а при $\lambda = 3.57$ (когда среднее арифметическое и медиана равны) хорошо аппроксимирует нормальное распределение.

Разброс какой-либо величины описывается нормальным гауссовским распределением в том случае, когда на данную величину влияет большое количество случайных независимых параметров. Большинство случайных величин в природе удовлетворяют этому требованию и, как правило, в аналитических и численных расчетах могут быть с достаточной степенью точности считаться распределенными нормально [106–108].

Нормальный закон распределения

$$\frac{dp}{dx} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}$$

характеризуется математическим ожиданием x_0 и дисперсией σ . Однако в ряде случаев бывает удобно записывать этот закон в другом виде:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\rho}{E\sqrt{\pi}} e^{-\frac{\rho^2(x-x_0)^2}{E^2}},$$

где $E = \rho\sqrt{2}\sigma$, $\rho \approx 0.477 = \text{const}$. В отрезок $[x_0 - E; x_0 + E]$ попадает 50 % случайных величин, в отрезок $[x_0 - 2E; x_0 + 2E]$ – около 82 %, в отрезок $[x_0 - 3E; x_0 + 3E]$ – около 96 %, в отрезок $[x_0 - 4E; x_0 + 4E]$ – более 99 %. Поскольку гауссовское распределение определено на $(-\infty, \infty)$, в практических приложениях требуется ограничить интервал, исключив области, вероятность попадания в которые близка к нулю. В силу этого на практике, как правило, для распределения случайных величин по нормальному закону используют отрезок $[x_0 - 4E; x_0 + 4E]$. Это позволяет экономить на численных расчетах и исключить нефизические значения случайных величин.

Для оценки влияния дисперсии нормального закона распределения различных параметров на распределение осколков по размеру был решен ряд задач, в которых величина $\varepsilon_{\text{max}}^{\text{ЭКВ}}$ распределялась в интервалах $4E = 5\%x_0$, $4E = 10\%x_0$, $4E = 15\%x_0$, $4E = 20\%x_0$. На рис. 4.12 и 4.13 представлена картина разрушения медной оболочки, заполненной гексогеном, полученная исходя из критерия разрушения по эквивалентной пластической деформации, с использованием метода локальной перестройки разностной сетки. Данные расчетов показывают, что увеличе-

ние дисперсии $\varepsilon_{\max}^{\text{экв}}$ приводит к увеличению в спектре относительной доли средних и крупных осколков и уменьшению максимума, вызванного осколками мелкой фракции, в связи с чем средний размер осколка увеличивается. Максимальный размер осколка также имеет тенденцию к увеличению, что приводит к возрастанию числа осколков, содержащих в себе участки обеих начальных поверхностей (внутренней и внешней). Это объясняется тем, что с увеличением дисперсии увеличивается число крупных дефектов, которые реализуются в микротрещины

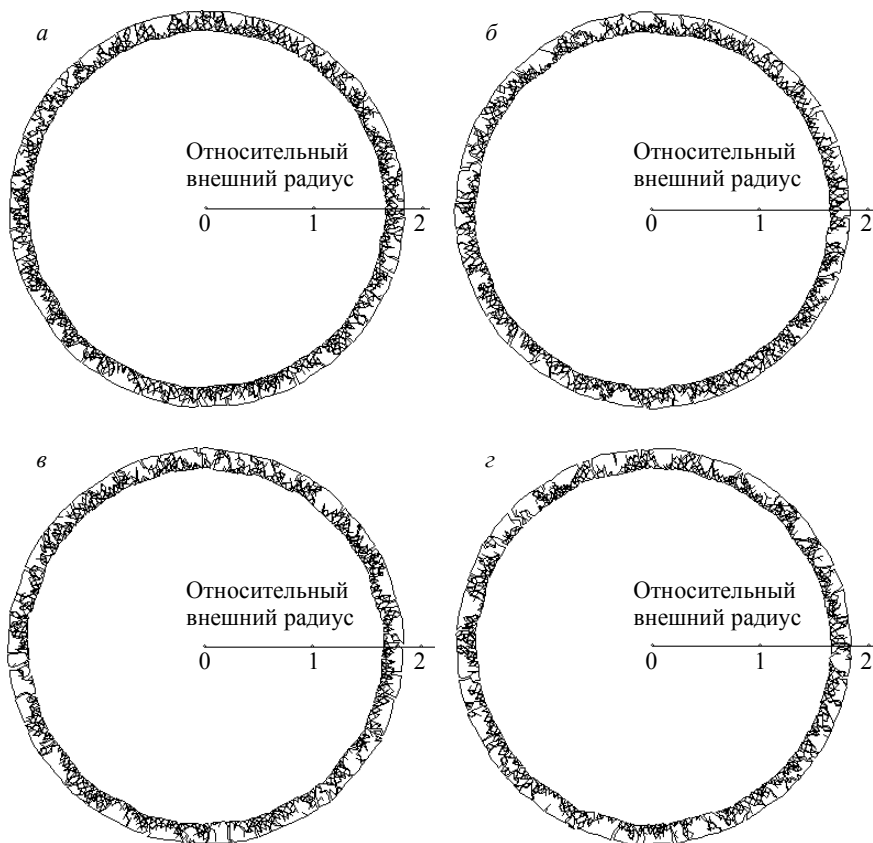


Рис. 4.12. Время $t = 32$ мкс. Распределение $\varepsilon_{\max}^{\text{экв}}$ по нормальному закону в интервале: а - $4E = 5\% x_0$; б - $4E = 10\% x_0$; в - $4E = 15\% x_0$; г - $4E = 20\% x_0$

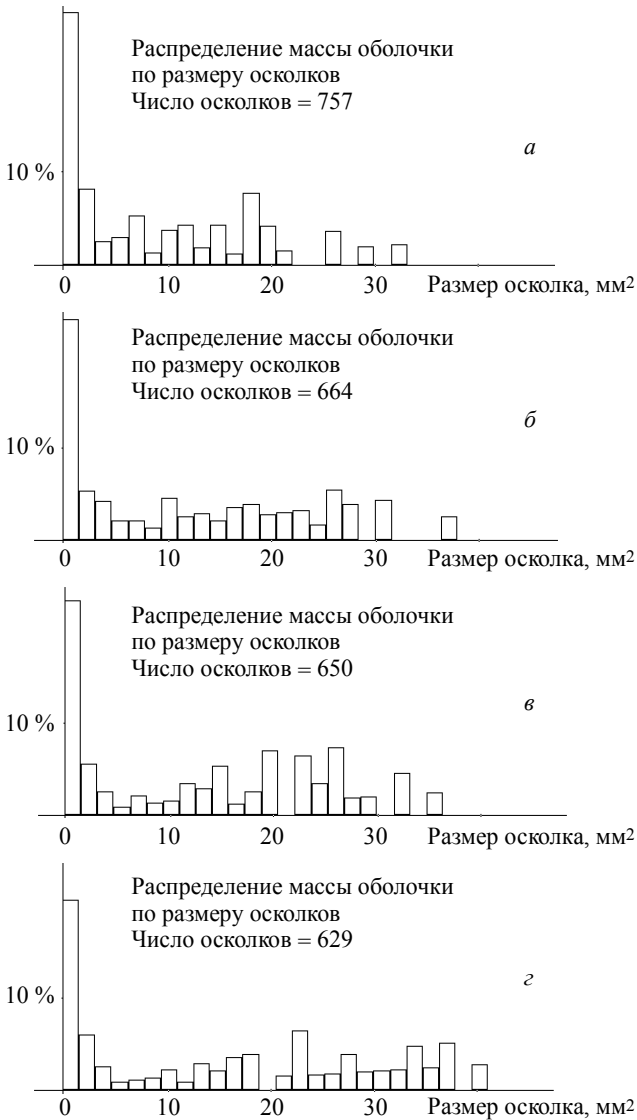


Рис. 4.13. Осколочный спектр. Время $t = 32$ мкс. Распределение $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ по нормальному закону в интервале: а – $4E = 5\% x_0$; б – $4E = 10\% x_0$; в – $4E = 15\% x_0$; г – $4E = 20\% x_0$

на начальных этапах разрушения, причем разгрузка от вновь образованных поверхностей уменьшает опасность реализации более мелких дефектов.

Аналогичные расчеты были проведены для различной дисперсии распределения предела текучести σ_T [109], исходя из критерия разрушения по эквивалентной пластической деформации, с использованием метода локальной перестройки разностной сетки.

Из приведенных результатов [109] видно, что влияние разброса σ_T на окончательное распределение осколков по размеру гораздо меньше, чем влияние разброса $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$. Это объясняется, скорее всего, тем, что вследствие высоких линейных скоростей расширения оболочки искажающее влияние ослабления материала не приводит на начальном этапе разрушения к существенной локализации деформаций в данной точке. При этом срабатывание КР по эквивалентной пластической деформации происходит более равномерно, чем при распределении с такой же дисперсией критического значения $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$.

Наряду с нормальным распределением для распределения по ячейкам области критического значения деформации были использованы экспоненциальный закон (4.2) и вейбулловское распределение (4.3) при параметре $\lambda = 2$ (распределение Релея), что в переменных x_0 и σ^2 дает

$$\frac{dp}{dx} = \frac{2(x - x_0 + c_2)}{\sigma^2 c_1} e^{-\frac{(x - x_0 + c_2)^2}{\sigma^2 c_1}}, \quad (x_0 - c_2 \leq x \leq \infty), \quad (4.4)$$

где $c_1 = 4/(4 - \pi)$; $c_2 = \sigma\sqrt{\pi c_1}/2$.

Распределение Вейбулла не является симметричным, поэтому представление его в аналитическом виде через математическое ожидание и дисперсию не всегда возможно, что вызывает определенные неудобства при аналитических расчетах. Распределение Релея (4.4), являясь частным случаем распределения Вейбулла, представляет собой нечто среднее между нормальным и экспоненциальным законом и напоминает распределение F Снедкора. Применение (4.4) к распределению $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ по ячейкам области (с дисперсией десятипроцентного отклонения) приводит к результатам (рис. 4.14 и 4.16), близким к полученным при использовании нормального закона с аналогичной дисперсией.

Экспоненциальное распределение (4.2), в силу его выраженной асимметричности, в основном применяют для распределений, в которых в качестве параметра выступает время. Тем не менее применение его для начального распределения $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ дало картину (рис. 4.15 и 4.17), качественно совпадающую со спектром, образующимся при нормальном распределении.



Рис. 4.14. Время $t = 32$ мкс. Распределение $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ по вейбулловскому закону



Рис. 4.15. Время $t = 32$ мкс. Распределение $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ по экспоненциальному закону

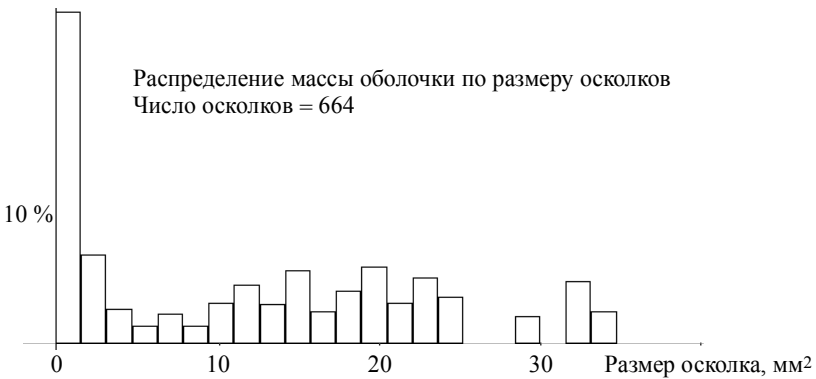


Рис. 4.16. Осколочный спектр. Время $t = 32$ мкс
Распределение $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ по вейбулловскому закону.



Рис. 4.17. Осколочный спектр. Время $t = 32$ мкс
 Распределение $\varepsilon_{\max}^{\text{экв}}$ по экспоненциальному закону

Для каждого из трех законов было проведено усреднение по реализации. Количество численных экспериментов, используемых при усреднении, было равно 5. Полученные результаты показали, что в смысле метрики среднеквадратичного отклонения различие между усредненными спектрами гораздо меньше, чем между результатами одного эксперимента и его усреднением.

Разница между усреднением по реализации для нормального и вейбулловского законов составило

$$\sigma_{\text{вейб}} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{f}_{i\text{вейб}} - \bar{f}_{i\text{норм}})^2} = 1.5 \%$$

от массы оболочки.

Разница между усреднением по реализации для нормального и экспоненциального законов составило

$$\sigma_{\text{эксп}} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{f}_{i\text{эксп}} - \bar{f}_{i\text{норм}})^2} = 1.8 \%$$

от массы оболочки.

Среднее различие между результатами одного эксперимента и его усреднением составило

$$\bar{\sigma}_{\text{норм}} = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \left(\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (f_{i\text{норм}}^j - \bar{f}_{i\text{норм}})^2} \right) = 2.3$$

от массы оболочки.

Здесь $n = 30$ – число интервалов, на который разбит осколочный спектр; $m = 5$ – число экспериментов, использующихся для усреднения по реализации; $\bar{f}_i = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m f_i^j$ – значение усредненной функции спектра (в координатах «масса по массе») в i -м интервале; f_i^j – значение в i -м интервале функции спектра, полученной в j -м эксперименте.

Из приведенных результатов видно, что $\bar{\sigma}_{\text{норм}}$ гораздо больше, чем $\sigma_{\text{вейб}}$ и $\sigma_{\text{экспон}}$, что позволяет нам сделать вывод о том, что осколочные спектры, получаемые с использованием различных законов распределения начальных неоднородностей, совпадают при одинаковой дисперсии начального распределения с точностью до вероятностного фактора. Стоит отметить, что при изменении числа интервалов, на который разбивается осколочный спектр, значения $\bar{\sigma}_{\text{норм}}$, $\sigma_{\text{вейб}}$, $\sigma_{\text{экспон}}$ изменяются в силу того, что они являются дискретными величинами, однако при этом всегда остается справедливым соотношение $\bar{\sigma}_{\text{норм}} > \sigma_{\text{вейб}}, \sigma_{\text{экспон}}$, что является свидетельством корректности сделанных выводов.

4.3.3. Влияние параметров нагружения на осколочные спектры

Для оценки влияния параметров ВВ и материала оболочки на процесс разрушения были проведены численные расчеты для пары «сталь SAE 1022 – гексоген» и для пары «сталь SAE 1022 – октоген». Характеристики материала оболочки брались следующими:

$$\rho_0 = 7840 \text{ кг/м}^3; \quad \text{модуль сдвига } \mu = 81 \text{ ГПа}; \quad \sigma_T = 940 \text{ МПа};$$

$$p = A \left(\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5.5} - 1 \right), \quad \text{где } A = 21.5 \text{ ГПа}.$$

Разрушение в случае такого хрупкого материала, как сталь ($\varepsilon_{\text{макс}}^{\text{ЭКВ}} = 0.06$), происходит совершенно иначе, чем в случае пластичной меди. Разрушение начинается с внутренней поверхности еще при первом проходе волны сжатия по оболочке, причем материал в зоне разру-

шения дробится равномерно и весьма интенсивно. Зона дробления имеет достаточно четкую границу (рис. 4.18 и 4.19), которая постепенно распространяется по направлению к внешней поверхности. Из-за высокой линейной скорости расширения оболочки (по сравнению с малым значением $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$) влияния разгрузки от вновь образующихся поверхностей разрушения на процесс дробления практически не наблюдается. При встрече фронта разрушения с волной разрежения (образующейся при отражении волны сжатия от внешней поверхности) характер процесса разрушения резко меняется (рис. 4.20 и 4.21). От зоны раздробленного материала по направлению к внешней поверхности начинают распространяться отдельные радиальные трещины. Уже к 12 мкс осколочный спектр практически сформировался и продолжается свободный разлет осколков. Осколочный спектр в случае, когда в роли ВВ выступает гексоген, показывает значительную долю полностью раздробленного материала (порядка 70 %) в общей массе осколков.

Казалось бы, применение в качестве ВВ октогена ($\rho_0 = 1891 \text{ кг/м}^3$, $D = 9110 \text{ м/с}$) увеличит скорость расширения оболочки, что, согласно [60], уменьшает роль процесса разгрузки материала, и осколочный спектр сместится в сторону уменьшения размера осколка. И действительно, данные численных расчетов показывают, что в случае октогена увеличиваются размеры первоначально формирующейся зоны дробления, так как за счет более высокой скорости расширения и, как следствие, более высокой скорости продвижения фронта разрушения его встреча с отраженной волной разрежения происходит ближе к внешней поверхности оболочки. Однако, как ни странно, дробление зоны, прилегающей к внешней поверхности, идет менее интенсивно, что приводит даже к увеличению (по сравнению с гексогеном) числа относительно крупных осколков. Скорее всего, это можно объяснить следующим: применение в качестве ВВ октогена уменьшает толщину неразрушенного (при первом проходе волны сжатия) слоя, прилегающего к внешней поверхности. В связи с этим данный слой в большей степени успевает разделиться на части в период прохода волны разрежения. Дальнейшее расширение и нагружение фрагментов оболочки не приводит к существенному увеличению степени дробления в связи с малым размером оставшихся фрагментов. В случае гексогена относительно крупные фрагменты, образованные при разрушении внешнего слоя, успевают сохранить целостность до прохода второй волны сжатия, во время которой в основном и происходит их окончательное дробление.

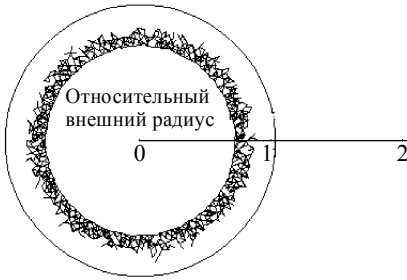


Рис. 4.18. Сталь – гексоген.
Время $t = 3.1$ мкс



Рис. 4.19. Сталь – октоген.
Время $t = 2.6$ мкс



Рис. 4.20. Сталь – гексоген.
Время $t = 4.5$ мкс



Рис. 4.21. Сталь – октоген.
Время $t = 4$ мкс

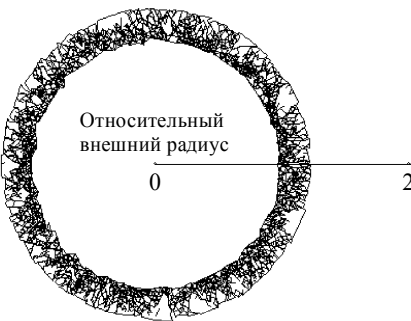


Рис. 4.22. Сталь – гексоген.
Время $t = 12$ мкс

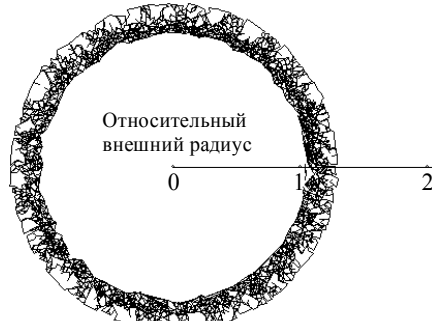


Рис. 4.23. Сталь – октоген.
Время $t = 12$ мкс

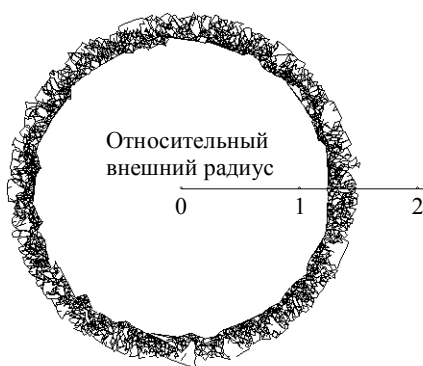


Рис. 4.24. Сталь – гексоген.
Время $t = 20$ мкс

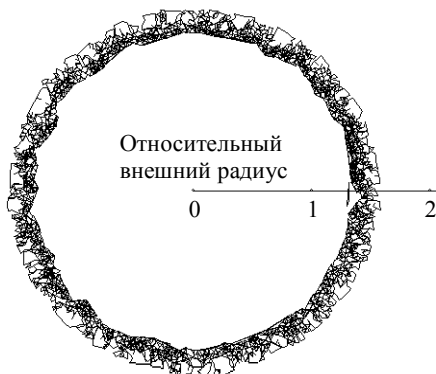


Рис. 4.25. Сталь – октоген.
Время $t = 20$ мкс

Таким образом, можно сделать вывод о том, что характер разрушения зависит от очень многих параметров, что делает незаменимым численный расчет при оценке их влияния на формирование осколочного спектра и в ситуации, когда необходимо предсказать особенности фрагментации при изменении одного из этих параметров.

4.3.4. Разрушение оболочек с подрезкой

Для оценки влияния технологических ослаблений на характер фрагментации был решен ряд задач о разрушении оболочек, ослабленных системой подрезок на внешней поверхности. Подрезка (рис. 4.26) выполнялась на глубину 30 и 51 % от толщины оболочки.

Сравнивая рис. 4.24 и 4.27, можно сделать вывод, что для довольно хрупких материалов подрезка не играет существенной роли в силу того, что материал большей частью дробится в волне сжатия. В то же время для медной оболочки (рис. 4.28 и 4.29) подрезка очень сильно влияет на формирующийся осколочный спектр, так как местное ослабление вызывает вокруг себя резкое изменение характера фрагментации. На рис. 4.28 видно, что, несмотря на подобное изменение характера фрагментации, 30-процентной подрезки явно недостаточно для того, чтобы линии ослабления стали основой радиальных макротрещин.

Увеличение глубины подрезки до 50 % (рис. 4.29) оказывается достаточным для того, чтобы вершины линии подрезки стали центрами зарождения радиальных магистральных трещин.

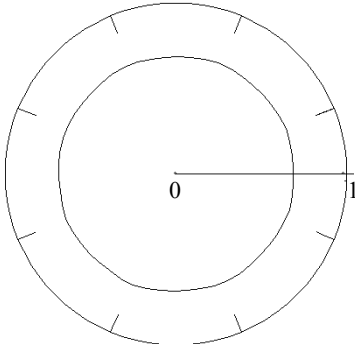


Рис. 4.26. Схема задачи о разрушении оболочки с подрезкой

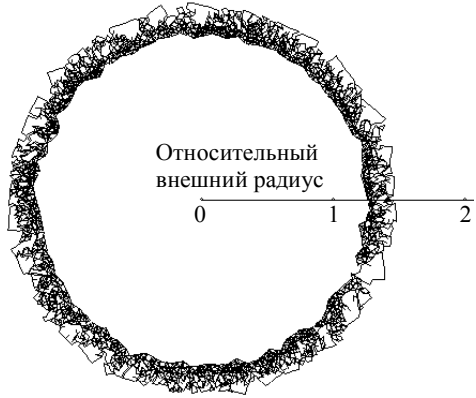


Рис. 4.27. Стальная оболочка, подрезка на 30 %. Время $t = 20$ мкс



Рис. 4.28. Медная оболочка, подрезка на 30 %. Время $t = 40$ мкс



Рис. 4.29. Медная оболочка, подрезка на 50 %. Время $t = 40$ мкс

4.4. Примеры 3D-расчетов с использованием вероятностного подхода

4.4.1. Разрушение кольца, одетого на металлическую трубку

В ходе решения трехмерных задач в качестве тестового расчета было проведено численное моделирование задачи о разрушении кольца, одетого на металлическую трубку, заполненную ВВ [118, 119]. Подобные эксперименты называются «exploding cylinder tests» [112] и позволяют снизить влияние неизбежных нарушений симметрии в геометрических параметрах и параметрах нагружения. На рис. 4.30 представлена схема опыта по взрывному расширению цилиндра [112].

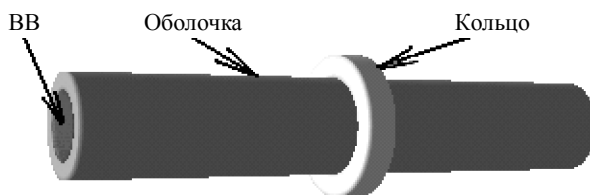


Рис. 4.30. Схема эксперимента

Медная трубка длиной 20 см заполнена ВВ. Внутренний радиус трубки 1.150 см, внешний – 1.698 см. В качестве ВВ использовался тротил. На середину трубки надето кольцо с внутренним диаметром, равным диаметру трубки, и внешним радиусом 2.5 см. Высота кольца составляла 1.0 см. Расчетная сетка, используемая в данном расчете, составляла около 500 тысяч тетраэдрических ячеек. Для описания разрушения использовался метод раздвоения по узлам – при выполнении в окрестности узла критерия разрушения (в качестве которого был принят критерий по эквивалентной пластической деформации) происходит расщепление узлов и образование поверхности разрушения.

В начальный момент времени происходит срабатывание детонатора на одном из торцов трубки и детонационная волна начинает распространяться вдоль оси медной оболочки. В момент, когда взрывная волна доходит до середины оболочки, где расположено кольцо, характер процесса начинает меняться. Кольцо начинает играть роль дополнительного ребра жесткости и тормозит расширение оболочки, происходящее под действием давления продуктов детонации. Одновременно с этим

начинается разгон самого кольца. Эволюция оболочки и кольца в процессе расширения представлена на рис. 4.31, 4.32 (продукты детонации не показаны). Схема эксперимента обеспечивает уменьшение влияния различных геометрических неоднородностей и особенностей сборки заряда ВВ, поэтому кольцо имеет достаточно равномерную радиальную скорость по всей окружности. В связи с тем, что скорость деформации практически одинакова для всех точек кольца, основную роль в процессе зарождения трещин начинают играть начальные неоднородности.

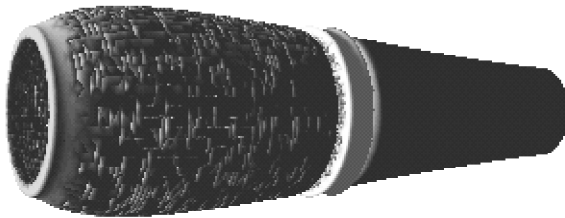


Рис. 4.31. Время $t = 30$ мкс

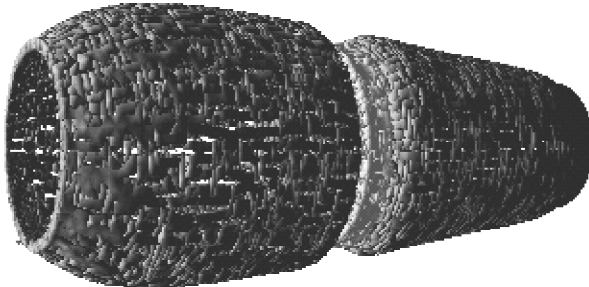


Рис. 4.32. Время $t = 45$ мкс

Предельное значение эквивалентной пластической деформации распределялось по ячейкам расчетной области по нормальному закону распределения с дисперсией десятипроцентного отклонения. Распределение осуществлялось с помощью модифицированного генератора случайных чисел, выдающего величину, подчиняющуюся указанному закону распределения.

Внесение начальных неоднородностей в физико-механические свойства материала приводит к более раннему срабатыванию критерия раз-

рушения на дефектах структуры и последующей разгрузке материала на образовавшейся при этом поверхности разрушения. По мере расширения кольца можно наблюдать локализацию деформаций в вершинах радиальных трещин, образовавшихся на начальных неоднородностях, и формирование достаточно крупных осколков (рис. 4.33). На осколочном спектре в координатах «масса осколка / номер осколка» (рис. 4.34) (кружки – эксперимент, крестики – численный расчет) можно наблюдать 21 относительно крупный осколок, что вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [112]. На графике виден характерный излом кривой между крупными осколками, образованными радиальными трещинами, и более мелкими, образованными в результате взаимодействия трещин. Несмотря на то, что использование

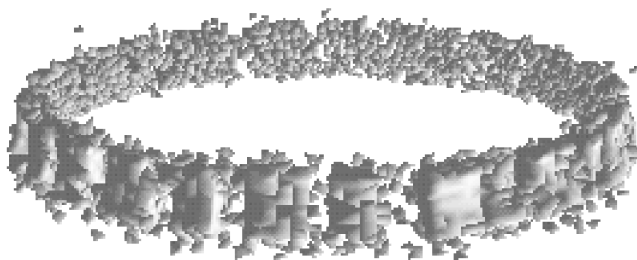


Рис. 4.33. Разделение кольца на осколки

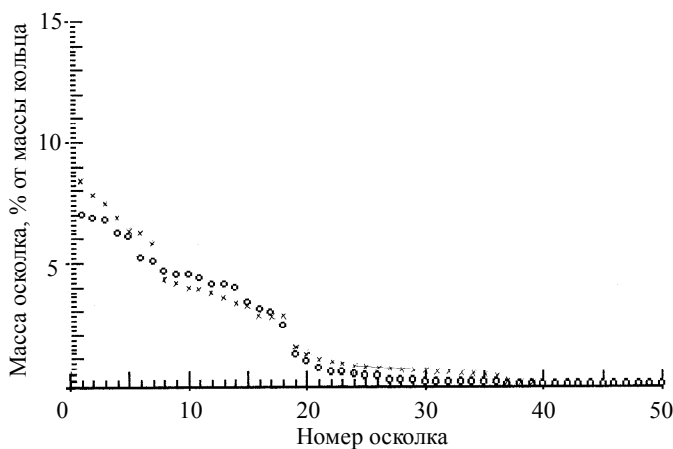


Рис. 4.34. Осколочный спектр

метода раздвоения по узлам увеличивает число осколков мелкой фракции, описанный подход вполне может быть применен для предсказания числа крупных фрагментов, а также для определения поля скоростей осколков. Причем не только для простых элементов, как кольцо, но и для более сложных объектов, в том числе замкнутых оболочек.

4.4.2. Подрыв толстостенной оживальной оболочки

Ниже численно моделируются в пространственной постановке задачи расширения толстостенных упругопластических оболочек под действием скользящей детонационной волны [113, 116, 117]. Для моделирования процесса детонации заряда ВВ, при лагранжевом способе описания движения среды, использовался подход, предложенный в работе [114]. При сжатии ВВ в счетной ячейке до критического значения $\rho_{кр}$ происходит смена уравнения состояния, описывающего поведение продуктов детонации.

Уравнение состояния записывается в следующем виде

$$P = (1 - \xi)f_1(\rho) + \xi f_2(\rho), \quad f_1(\rho) \equiv A \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - B \right], \quad f_2(\rho) \equiv C\rho^k,$$

где при условии $\rho \geq \rho_{кр}$ значение ξ меняется с 0 на 1; A, η, B, C – константы.

Для апробации методов вероятностного разрушения при численном моделировании процессов разрушения в трехмерной постановке, решалась задача о подрыве замкнутой оболочки для пары медь (оболочка) – тротил (ВВ). Общая длина оболочки равнялась 12 см, длина цилиндрической части – 5.3 см. Внешний радиус цилиндрической части равнялся 3 см, внутренний – 2 см. Толщина днища – 1 см. В исходном состоянии замкнутая медная оболочка оживальной формы заполнена ВВ, происходит торцевая детонация. В качестве критерия разрушения при интенсивных сдвиговых деформациях в данном случае используется достижение эквивалентной пластической деформацией или удельной величиной работы пластических деформаций своего предельного значения [7, 15].

На рис. 4.35 – 4.39 представлены результаты моделирования (с использованием метода раздвоения по узлам) разрушения оболочки, происходящего под действием бегущей детонационной волны.

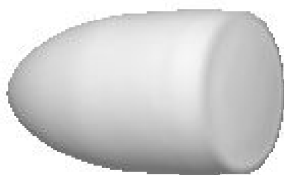


Рис. 4.35. Время $t = 10$ мкс

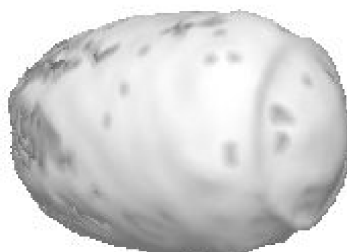


Рис. 4.36. Время $t = 45$ мкс

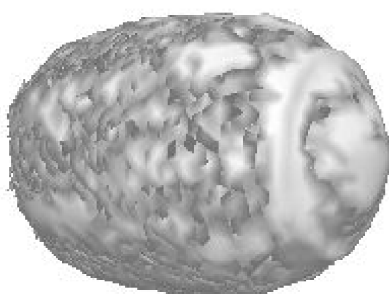


Рис. 4.37. Время $t = 60$ мкс

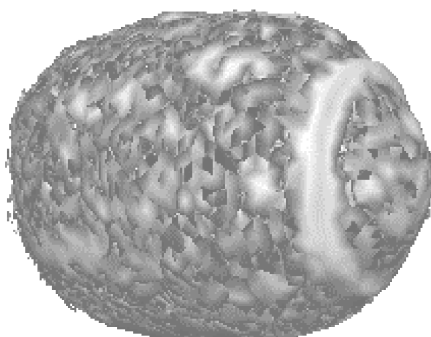


Рис. 4.38. Время $t = 75$ мкс

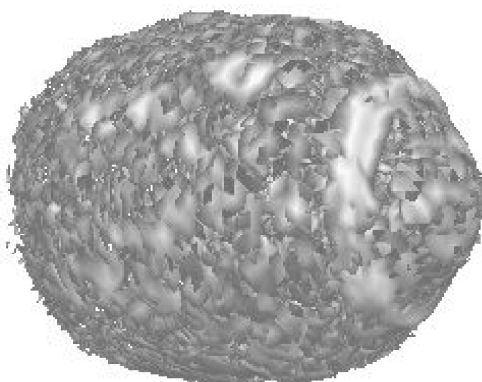


Рис. 4.39. Время $t = 90$ мкс

Вероятностный характер формирования осколков отчетливо прослеживается на внешней поверхности оболочки, где можно наблюдать локализацию деформаций и образование магистральных трещин. На заключительных стадиях процесса, когда разрушение закончено и продолжается свободный разлет осколков, можно наблюдать осколки различных размеров.

Осколочный спектр, образующийся в результате разрушения оболочки, качественно подтверждает экспериментальные данные о бимодальности распределения осколков по массе.

4.4.3. Лепесткование

Лепесткование (пробитие тонкой преграды ударником с образованием характерных рваных краев) также является наглядным примером задачи, которую невозможно решить без привлечения вероятностного механизма. Для преграды диаметром 26.4 см и толщиной 2.3 мм, жестко заземленной по краям, решалась задача по пробитию её ударником оживальной формы (рис. 4.40 – 4.42). Использовался критерий разрушения по максимальным деформациям.

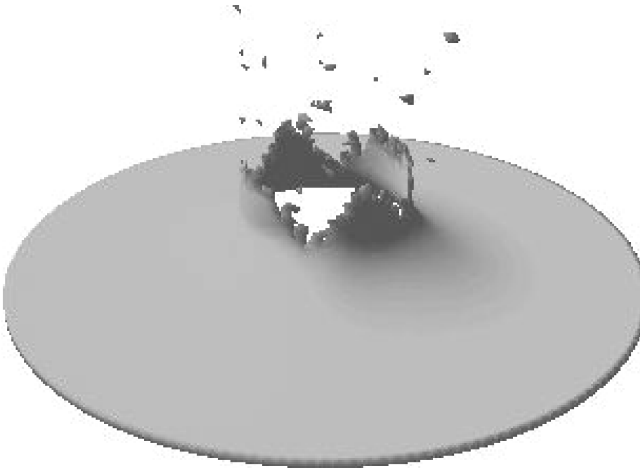
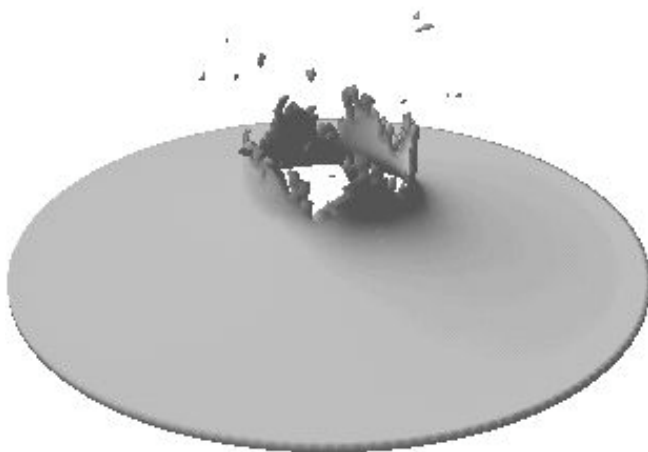
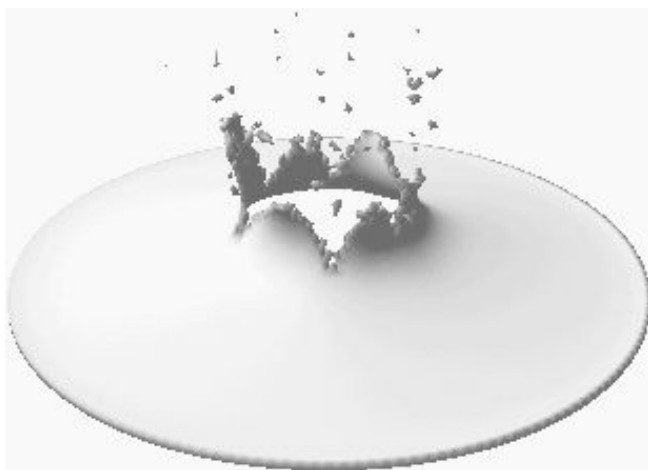


Рис. 4.40. Медь, скорость 150 м/с \Rightarrow 4 «лепестка»

Рис. 4.41. Медь, скорость 300 м/с \Rightarrow 5 «лепестков»Рис. 4.42. Сталь, скорость 300 м/с \Rightarrow 6 «лепестков»

Стоит заметить, что методы с неявным введением поверхности трещины не позволяют корректно смоделировать эту задачу, форма лепестков и их число могут значительно изменяться из-за эрозионной потери массы, здесь же расчет наглядно показывает, как с изменением параметров эксперимента меняется число лепестков.

4.5. Особенности численного моделирования вероятностного разрушения в двумерной и трехмерной постановке

При моделировании задачи разрушения в двумерной постановке возникающая микротрещина предполагается по фронту бесконечно длинной (в плоскодеформированной постановке) либо кольцевой (в осесимметричной постановке). В дальнейшем, при росте микротрещин, их слиянии и образовании магистральной макротрещины и ее распространении также предполагается, что критерий разрушения срабатывает одновременно по всему фронту трещины.

Подобный подход полностью оправдан при моделировании детерминированного разрушения, например при откольных явлениях, однако в ситуациях, когда характер разрушения полностью определяется начальными дефектами и неоднородностями физико-механических характеристик, он имеет определенные ограничения, и это надо учитывать.

При трехмерной постановке задачи возникающая микротрещина предполагается в виде плоской эллиптической трещины. Из-за ограниченности ее размеров локализации деформаций на ней практически не происходит и ее развитие затруднено (по сравнению с плоской постановкой задачи). Другими словами, для того чтобы «сдвинуть» микротрещину в трехмерной постановке, требуется гораздо больше энергии – энергия идет не только на продвижение «вперед», но и на ослабление флангов трещины. Математически это можно выразить так: энергия, необходимая для начала роста трещины, зависит от кривизны ее фронта. В трехмерной постановке задачи фронт уже не плоский, как в двумерной, а следовательно, трещина растет гораздо медленней.

Скорее всего, в реальной ситуации осколкообразования микротрещины на начальном этапе практически независимы, и, лишь при достижении ими определенной концентрации, когда они начинают влиять друг на друга, возникает локализация деформаций и образование макротрещины. В какой-то мере данное предположение подтверждают эксперименты Д. Райнхарта, Д. Пирсона и других авторов по торможению цилиндрических оболочек, наполненных ВВ. Как свидетельствуют данные эксперименты, в оболочках, сохранивших целостность после взрыва, наблюдаются зоны внутренних разрывов. При увеличении энергии заряда ВВ микротрещины в этих зонах сливаются в макротрещины и происходит разрушение оболочки на осколки.

4.6. Использование деформационных критериев разрушения в сеточных методах численного моделирования с явным описанием поверхности разрушения

Явное описание поверхности трещины при выполнении условия разрушения приводит к некоторым особенностям и ограничениям при использовании тех или иных критериев разрушения.

Одной из характерных особенностей методов с явным определением поверхности трещины является то, что при выполнении условия разрушения необходимо «скорректировать» значение параметра поврежденности в этой точке (рис. 4.43). Это необходимо для того, чтобы избежать повторного срабатывания критерия разрушения в этом месте на следующем шаге по времени, и имеет под собой реальное физическое обоснование: при возникновении трещины поврежденность, как правило, локализуется в достаточно узкой области, которая и становится плоскостью трещины. Если принять область на рис. 4.43 за характерный объем, а в качестве условия разрушения взять наличие микротрещины определенной длины, то видно, что после разделения материал на берегах трещины имеет остаточное значение параметра поврежденности меньше критического (рис. 4.44, в).

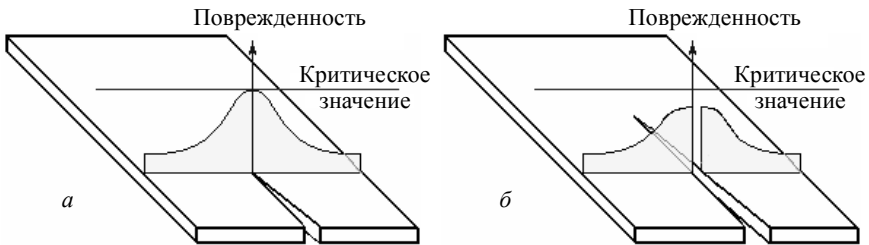


Рис. 4.43. Поврежденность в сечении трещины: *а* – в вершине трещины; *б* – на берегах трещины

Еще одной особенностью является то, что при выполнении критерия разрушения необходимо однозначно определить ориентацию плоскости образовавшейся трещины. При использовании для описания разрушения метода раздвоения по узлам (для расчетов в трехмерной постановке на данный момент это практически безальтернативный подход) критерие-

рий разрушения проверяется в узле, «корректировку» поврежденности при образовании трещины также требуется проводить в узле, поэтому при выборе параметра, используемого в качестве поврежденности, следует принимать во внимание то, что он должен быть привязан к узлу. Учитывая, что обычно в узлах определены только кинематические параметры (перемещения и скорости), необходимо обеспечить изменение поврежденности в узле на каждом шаге по времени (например, как осреднение приращения по окружающим ячейкам).

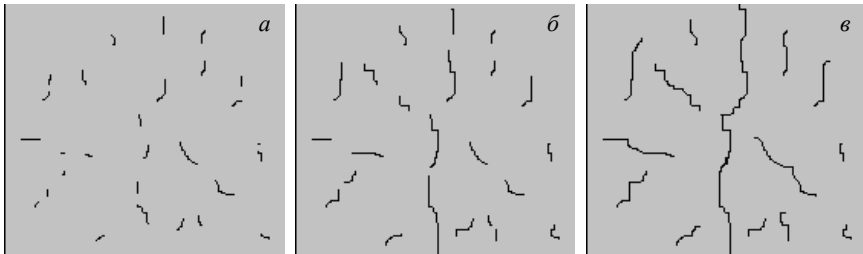


Рис. 4.44. Поврежденность в процессе роста трещины: *а* – рост поврежденности, например образование микротрещин; *б* – локализация поврежденности в магистральную трещину; *в* – поврежденность достигла критического значения

Параметр, используемый в качестве поврежденности, не может быть скалярным – в этом случае невозможно определить ориентацию возникающей микротрещины. Кроме того, «корректировку» поврежденности следует проводить только в плоскости трещины, ведь в перпендикулярном направлении дефекты не локализовались и возможно образование новой трещины. Выполнение этих требований возможно только в том случае, если параметр поврежденности – тензор 2-го ранга (по крайней мере не ниже).

Рассмотрим все вышесказанное применительно к деформационным критериям разрушения. Они достаточно просты, для определения их констант не требуются сложные эксперименты, в то же время они с приемлемой точностью могут быть использованы для решения широкого ряда задач. Условия применимости деформационных критериев могут быть сформулированы так: активное нагружение, разрушение преимущественно разрывом, отсутствие ярко выраженных откольных эффектов. Под это определение попадает достаточно много задач, например задачи взрывного разрушения оболочек, пробитие тонких преград и т.д.

Учитывая все вышесказанное, в качестве параметра поврежденности может быть выбран тензор пластических деформаций. В узле определяются два параметра:

1) максимальное значение эквивалентной пластической деформации $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ – при инициализации распределяется по узлам расчетной области по нормальному закону распределения (моделируются начальные дефекты структуры);

2) тензор пластических деформаций ξ .

На каждом шаге по времени приращение тензора ξ в узле определяется как усредненное приращение пластических деформаций по входящим в узел ячейкам.

При выполнении условия разрушения определяется плоскость трещины как площадка с максимальными нормальными значениями ξ (одна из главных площадок тензора ξ). При раздвоении узлов параметр ξ уменьшается в плоскости трещины на 20 %, при этом его значение в плоскости, перпендикулярной поверхности разрушения, не изменяется.

Стоит учесть, что при высоких скоростях деформации образования шейки, как правило, не происходит, поэтому, определение $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ через относительное сужение в шейке $\psi = (d_0 - d) / d_0$ в стандартных опытах на одноосное растяжение $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}} = \sqrt{6} \ln(1/(1 - \psi))$ дает завышенное критическое значение эквивалентной пластической деформации. Определение $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ через относительное удлинение приводит к результатам, более согласованным с экспериментом.

Все вышесказанное может быть применено и к хрупким материалам, если вместо тензора накопленных пластических деформаций использовать девиатор полных деформаций, а вместо эквивалентной пластической деформации – максимальную интенсивность деформаций.

Для задачи взрывного разрушения оживальной оболочки (торцевая детонация, см. рис. 4.35 – 4.39) было проведено сравнение трех вариантов условия образования трещины. На рис. 4.45 – 4.47 для одного и того же момента времени 100 мкс представлены расчеты (с более грубой сеткой, чем на рис. 4.35 – 4.39) [115], в которых использовались следующие критерии разрушения:

1) эквивалентная пластическая деформация превышает критическое значение: $\sum \sqrt{d\xi_{ij}d\xi_{ij}} \geq \varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ (рис. 4.45);

2) интенсивность тензора ξ превышает критическое значение эквивалентной пластической деформации: $\sqrt{\xi_{ij}\xi_{ij}} \geq \varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ (рис. 4.46);

3) максимальное значение тензора ξ превышает критическое значение эквивалентной пластической деформации $\max(\xi) \geq \sqrt{2/3}\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ (рис. 4.47).

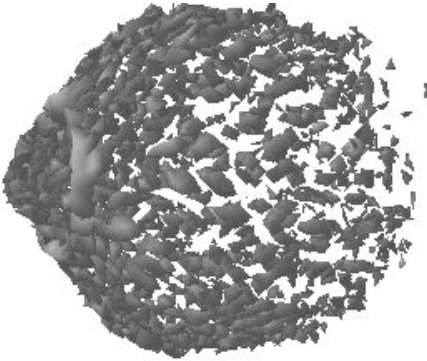


Рис. 4.45. Эквивалентная пластическая деформация

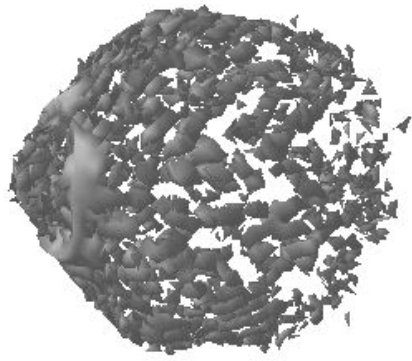


Рис. 4.46. Интенсивность пластических деформаций

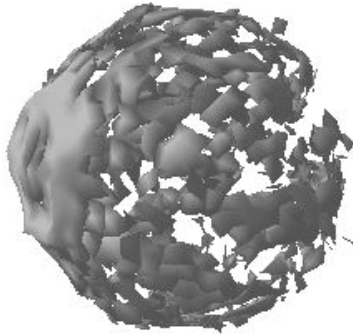


Рис. 4.47. Максимальные пластические деформации

Несмотря на достаточно грубую сетку, расчет позволяет сделать качественное сравнение критериев. На рисунках хорошо видно, что при использовании критерия по максимальным деформациям количество

относительно крупных осколков и осколков неправильной формы значительно выше. Интегральные варианты (эквивалентная пластическая деформация и интенсивность пластических деформаций) слегка осредняют поврежденность и приводят к более высокой степени дробления.

Разница между интегральными вариантами для этой задачи менее значительна, так как на протяжении всего расчета преобладает одна из компонент тензора ξ (деформации в тангенциальном направлении). Тем не менее критерий по эквивалентной пластической деформации фактически учитывает историю нагружения и приводит к более раннему срабатыванию условия разрушения.

4.7. Вероятностный фактор при высокоскоростном ударе

Большой практический интерес для задач обеспечения надежного функционирования космических аппаратов, авиационной и ракетной техники представляют процессы взаимодействия потоков высокоскоростных элементов с тонкостенными корпусами при различных углах подхода к последним, а также поведение фрагментов корпусов и осколков элементов за первой оболочкой конструкции. Потоки высокоскоростных элементов могут иметь различную физическую природу: техногенные и естественные метеорные частицы в космосе, ледяные частицы в атмосфере, поражающие элементы во всех средах. Распределение начальных неоднородностей позволяет получать более естественный характер разрушения и дробления и для таких задач.

Авторами [120, 121] исследовалась задача группового удара высокоскоростных поражающих элементов с преградой в зависимости от угла подлёта. С точки зрения анализа опасности для конструкции и защищаемого объёма, представляет интерес оценка запреградного поля скоростей осколков при пробитии преграды и размер пробоины, оценка сохранения целостности преграды при рикошете и предельного угла рикошета.

Использование вероятностного подхода в таких задачах при численном моделировании позволило качественно описать осколочное поле (рис. 4.48) после пробития преграды, с распределением фрагментов по размеру, скоростям и направлению полёта. А на рис. 4.49 можно наблюдать такую пограничную ситуацию, когда поражающие элементы оказались не способны пробить преграду и срикошетили, но сама преграда «лопнула» в месте удара с образованием длинных трещин.

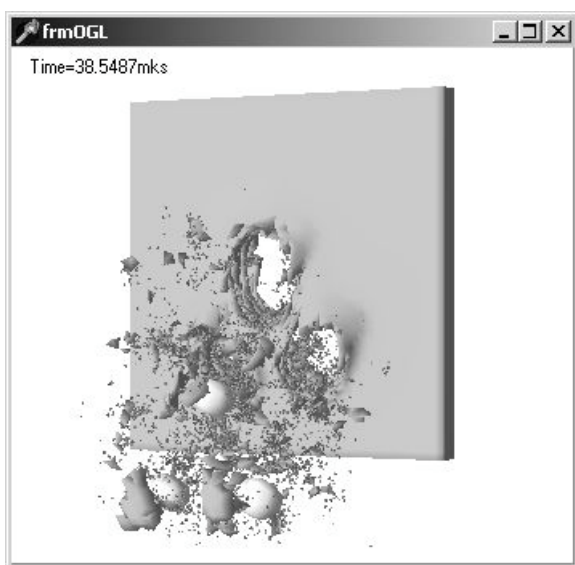


Рис. 4.48. Групповой удар, осколочное поле после пробития преграды

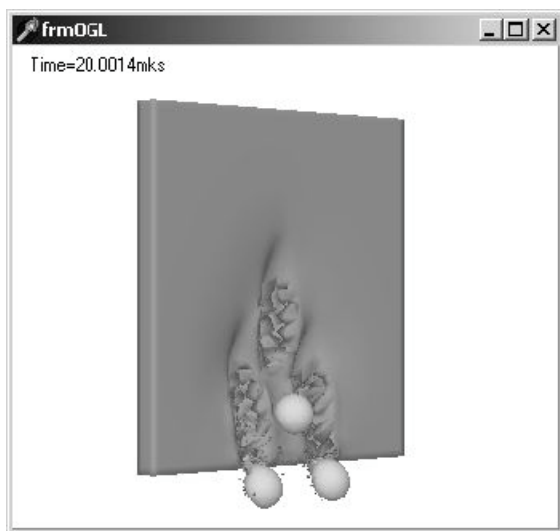


Рис. 4.49. Групповой удар с рикошетом, преграда лопнула в месте удара

Проведенные в [122] исследования высокоскоростного удара стальным шариком о воду показали, что при скоростях шарика порядка 2.6 км/с он начинает разрушаться в воде. Характер разрушения шарика после удара по воде представлен на рис. 4.50.

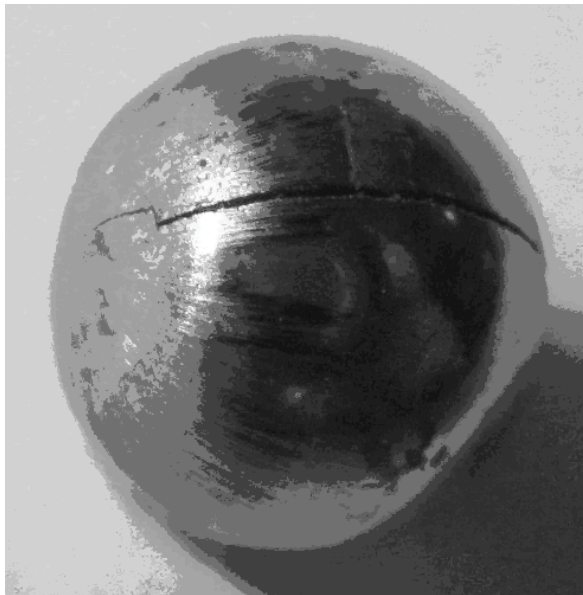


Рис. 4.50. Вид шарика после взаимодействия с водой со скоростью $V = 2560$ м/с

По мере внедрения шарика в воду и распространения по нему ударной волны на внешней поверхности последнего наблюдается рост растягивающих тангенциальных напряжений, которые превышают предельные для данной хрупкой стали предельные значения и способны привести к разделению шарика на две части. Так как картина напряжений симметрична относительно оси, вдоль которой движется шарик, то для рассмотрения процесса разрушения [122] использовался описанный выше подход с распределением прочностных свойств, делающий возможным локализацию поврежденности в магистральную трещину. На рис. 4.51 в нижней части шарика наблюдается формирование меридиональной трещины.

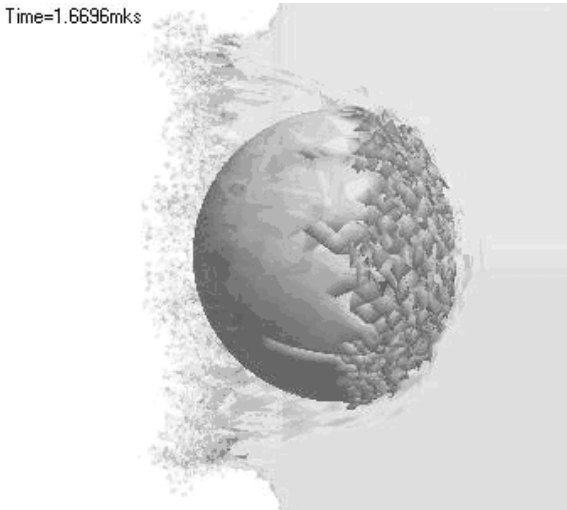


Рис. 4.51. Формирование меридиональной трещины

4.8. Оценка эффективности сеточных защитных экранов

Проблема надежной защиты пилотируемых и автоматических аппаратов для исследования околоземного и дальнего космического пространства приобретает в настоящее время большое значение в связи с увеличивающейся продолжительностью полетов указанных объектов, что повышает вероятность столкновения последних с метеоритами и космическим мусором. Наибольшую опасность, с точки зрения вероятности разрушения космического аппарата в рассеянных метеоритных потоках, представляют мелкие (размером до нескольких миллиметров), но высокоскоростные частицы.

Использование тонких защитных экранов перед стенкой космического аппарата для дробления ударника и перераспределения импульса его фрагментов по большей площади было предложено ещё до первых запусков, однако проблема снижения массы элементов защиты при сохранении их эффективности по-прежнему остается актуальной.

Задача защитных экранов сводится к снижению удельного импульса, дошедшего до защищаемого объекта, фактически – к максимальному дроблению ударника, размазыванию импульса до значений, безопасных для объекта. Удельный импульс можно уменьшить двумя механизмами

– дроблением ударника и последующим расширением фронта разлета осколков (снижение удельной плотности осколочного поля) и «изменением траектории» (часть импульса «рикошетит» по одному из слоев преграды).

Увеличить степень дробления ударника (при равной удельной массе экрана) можно, используя вместо сплошного экрана дискретные – струнные или сеточные. Использование сетки для улавливания частиц приводит к тому, что воздействие на ударник оказывается более сосредоточенным. В результате степень неоднородности поля напряжений внутри ударника повышается, а наличие участков для разгрузки ещё больше способствует разрушению (особенно при космических скоростях).

Для высокоскоростных частиц (более нескольких километров/с) влияние прочностных свойств незначительно, поэтому уже для скоростей более 5 км/с плотность материала сетки играет гораздо большую роль, чем прочность, а при более высоких скоростях, надо полагать, будет существенно влиять и удельная энергия плавления и испарения.

Еще одним преимуществом сеточных экранов является повышенная стойкость: высокое, за счет интенсивного дробления (а при космических скоростях и испарения), давление в осколочном облаке может прорвать тонкие листы экрана в разнесённых или слоистых преградах, в то же время сеточные экраны мелкодисперсную часть пропускают неплохо – далее же она за счет расширения, то есть «размазывания» импульса, снижает свое воздействие.

Исходя из общих соображений (подтверждаемых расчётами и экспериментами), при равной удельной массе сеточного экрана, максимальное дробление ударника достигается при шаге сетки, сравнимом с радиусом ударника. Это вполне естественно – сосредоточенная масса разрушит ударник сильнее. В реальности размеры микрометеоритов лежат в определенном диапазоне и надо следить, чтобы просвет сетки не увеличивался до размеров, способных пропустить мелкие, но от этого не менее опасные частицы, летящие с космическими скоростями (основные скорости 20...25 км/с).

Расширить диапазон эффективного дробления можно, используя многослойную защиту, комбинируя разные сетки – но это увеличивает массу экрана. При этом одиночный сеточный экран, в котором комбинируются параметры сетки (диаметр проволоки и шаг ячейки) в горизонтальном и вертикальном направлениях, также увеличит диапазон частиц, которые эффективно улавливаются. Если по горизонтали сделать шаг крупнее и использовать проволоку толще, а по вертикали – мельче

шаг и диаметр проволоки меньше, сетка будет одинаково эффективно дробить и крупные частицы (за счет толстой проволоки по горизонтали) и улавливать мелкие (за счет малого просвета по вертикали).

Тем не менее максимальный эффект по всем параметрам достигается при использовании разнесённых сеточных экранов с разным типоразмером сетки [123, 124]. Для многослойной защиты, перед каждым слоем стоит задача максимально увеличить степень дробления ударника (или того, что от него осталось), а зазор между слоями защиты обеспечивает рассредоточение осколков при контакте с последующим слоем.

Более крупная сетка (как шаг, так и диаметр проволоки) позволяет сильнее раздробить ударник, для неё радиальные скорости разлета осколков больше, осколочное поле размывается сильнее. А последующая мелкая сетка, с более мелким шагом, более эффективно нейтрализует мелкие осколки. То есть для многослойной сеточной защиты рационально располагать слои в порядке уменьшения просвета и удельной плотности [123, 124]. Другими словами, в многослойном экране размеры сетки соответствуют размерам той части ударника, которая сохранила целостность. Иначе эффективность экрана резко снижается: мелкая и тонкая сетка в первом слое не сможет разрушить крупную частицу, а сетка с крупным шагом на последнем слое пропустит высокоскоростные осколки сквозь свои относительно крупные ячейки.

В качестве другого варианта повышения эффективности сеточных экранов рассмотрим преграду, расположенную под наклоном (рис. 4.53 и 4.54). Наклонная сеточная преграда эффективней прямой (равной приведенной массы) для всего диапазона размеров и скоростей ударников:

1) увеличение времени и площади контакта, хоть и незначительно, но увеличивает передачу импульса экрану;

2) для подавляющего диапазона углов подлёта увеличивается вероятность рикошета или, как минимум, изменяется траектория;

3) степень дробления ударника на наклонной сетке значительно выше, в ряде случаев она срабатывает как тёрка. Это обусловлено тем, что ударник взаимодействует с каждой проволокой последовательно, то есть разрушающий импульс остаётся сосредоточенным, но эти сосредоточенные удары разнесены по времени и, по аналогии с разнесёнными сеточными преградами, увеличивают дробление;

4) для экранов, расположенных под наклоном, эффективный (по нормали) просвет уменьшается – и для варианта на рис. 4.53 и, тем более, для варианта на рис. 4.54. Это приводит к увеличению диапазона размеров улавливаемых частиц.

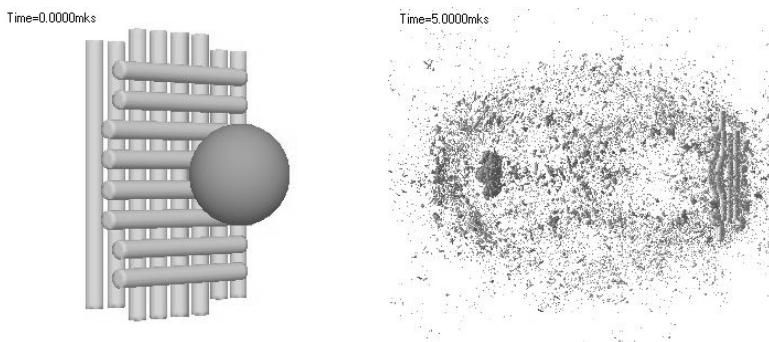


Рис. 4.52. Базовый типоразмер сетки

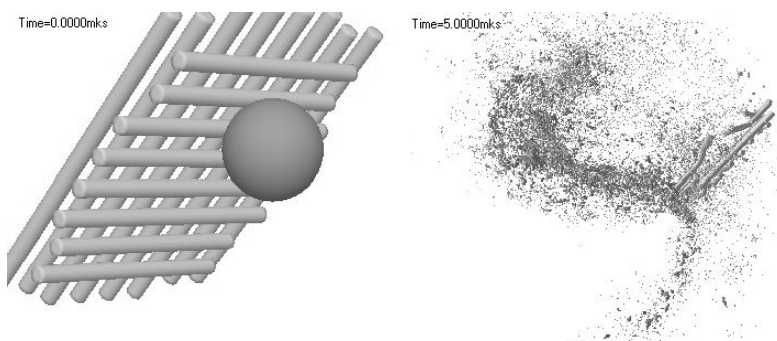


Рис. 4.53. Наклонный участок «гофры». Шаг сетки увеличен по сравнению с рис. 4.52 для совпадения удельной массы

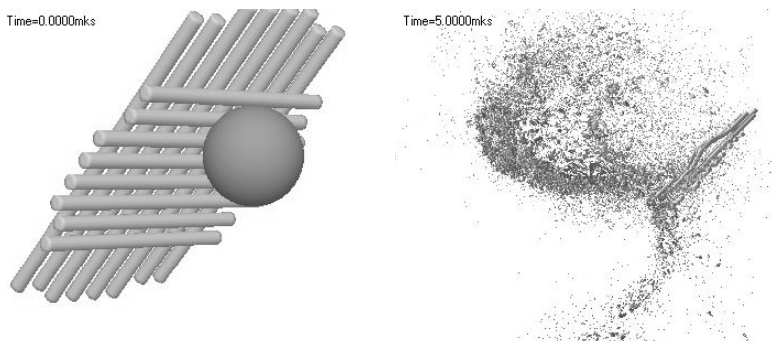


Рис. 4.54. Наклонный участок «гофры». Диаметр проволоки уменьшен по сравнению с рис.4.52 для совпадения удельной массы

С технологической точки зрения наклонный экран, конечно, не имеет смысла, но можно предложить ряд конструктивных решений, позволяющих использовать этот эффект, например экран в виде гофрированной сетки, зигзагом – как дети складывают веер из бумаги. Практически на всём протяжении экрана мы имеем сетку, расположенную под углом. Если приклеить (или приварить) к полученной «гофре» с обеих сторон кевларовую сетку или тонкую фольгу, то полученный бутерброд, как и гофрированный картон, будет относительно устойчив и, более того, – он будет держать форму (в отличие от сетки), что позволит упростить его крепление к защищаемому объекту. Два слоя «гофры», с волнами в перпендикулярных направлениях, не только обеспечат приемлемую устойчивость и эффект разнесённой преграды, но и в разы увеличат процент срикошетившей части импульса.

На рис. 4.52–4.54 можно сравнить эффективность экранов равной удельной массы на примерах взаимодействия ударника диаметром 1.7 мм с сеткой с базовыми размерами шаг $a_0 = 0.5$ мм, диаметр проволоки $d_0 = 0.32$ мм. Удар по нормали, на скорости 5 км/с. Для гофрированной преграды (наклон сетки под углом 45°) – удар по нормали к экрану в целом.

Если базовый типоразмер сетки (рис. 4.52) просто взять и сложить «веером», превратив в «гармошку», то удельная масса такого экрана увеличится. Поэтому для равенства удельной массы полученной «гофры» на рис. 4.53 увеличен шаг сетки, а на рис. 4.54 – уменьшен диаметр проволоки.

Для обычного экрана (рис. 4.52) процент разрушения ударника, то есть масса осколков, составила 31 %. Ударник сильно расплющило, но целостность свою он сохранил. Для «гофры» из такой же проволоки, но с увеличенным шагом (рис. 4.53) ударник разрушился уже на 71%. Часть ударника, сохранившая целостность, имеет весьма рыхлую структуру. Часть осколков рикошетировала! Для «гофры» из сетки с более мелкой проволокой, но с шагом, совпадающим с базовой (рис. 4.54), ударник разрушился на 76 %. «Тёрка» из такой сетки получается более мелкая, осколочное поле равномернее и осколки практически не обгоняют неразрушенную часть. Эти примеры наглядно подтверждают, что практически по всем показателям (эффективный просвет, снижение запреградного удельного импульса и процент разрушения ударника) наклонные/гофрированные сеточные экраны эффективнее обычных сеточных экранов.

Литература к главе 4

1. *Физика взрыва* / под ред. К.П.Станюковича. – М.: Наука, 1975. – 704 с.
2. *Ахмадеев Н.Х.* Динамическое разрушение твердых тел в волнах напряжений. – Уфа: БФАН СССР, 1988. – 168 с.
3. *Райнхарт Д., Пирсон Д.* Поведение материалов при импульсных нагрузках. – М.: ИЛ, 1958. – 296 с.
4. *Ионов В.Н., Селиванов В.В.* Динамика разрушения деформируемого тела. – М.: Машиностроение, 1987. – 272 с.
5. *Райнхарт Д., Пирсон Д.* Деформация и разрушение толстостенных стальных цилиндров при взрывной нагрузке // *Механика*. – 1953. – № 3(19). – С. 78–89.
6. *Грязнов Е.Ф., Стаценко Т.Г., Хахалин С.В., Одинцов В.А.* О разрушении цилиндрических оболочек на волновой стадии // *Механика импульсных процессов*: сб. тр. МВТУ им. Н.Э. Баумана. – 1983. – № 399. – С. 28–35.
7. *Иванов А.Е., Минеев В.Н.* О масштабных эффектах при разрушении // *ФГВ*. – 1979. – № 5. – С. 70–95.
8. *Иванов А.Г.* Динамическое разрушение и масштабные эффекты // *ПМТФ*. – 1994. – Т. 35. – С. 116–131.
9. *Селиванов В.В.* Экспериментальная оценка предельных деформаций динамического разрушения цилиндрических оболочек // *ПМТФ*. – 1985. – № 3. – С. 118–122.
10. *Степанов Г.В., Бабуцкий А.И.* Экспериментальное изучение дробления металлических колец // *Проблемы прочности*. – 1984. – № 8. – С. 108–110.
11. *Одинцов В.А., Шкалябин И.О.* Осколочные спектры цилиндров, разрушаемых ударом трубки изнутри // *ФГВ*. – 1996. – Т. 32. – № 4. – С. 128–133.
12. *Голубев В.К., Новиков Ю.С., Соболев Ю.С., Юкина Н.А.* О критических условиях зарождения микроповреждений в металле при отколе // *ПМТФ*. – 1983. – № 4. – С. 151–158.
13. *Грязнов Е.Ф., Одинцов В.А., Селиванов В.В.* Гладкие кольцевые отколы // *МТТ*. – 1975. – № 6. – С. 148–153.
14. *Грязнов Е.Ф., Карманов Е.В., Селиванов В.В., Хахалин С.В.* Морфология разрушения цилиндрических оболочек на волновой стадии // *Проблемы прочности*. – 1984. – № 8. – С. 89–92.
15. *Одинцов В.А.* Гиперэкспоненциальные спектры взрывного разрушения металлических цилиндров // *МТТ*. – 1992. – № 5. – С. 48–55.
16. *Одинцов В.А.* Бимодальное распределение фрагментов цилиндра // *ФГВ*. – 1991. – № 5. – С. 118–122.
17. *Кошелев Э.А., Кузнецов В.М., Сафронов С.Т., Черников А.Г.* Статистика осколков, образующихся при разрушении твердых тел взрывом // *ПМТФ*. – 1971. – № 2. – С. 87–100.
18. *Одинцов В.А.* Двухкомпонентная модель спектра разрушения цилиндров // *Механика импульсных процессов*: Труды МВТУ им. И.Э. Баумана. – 1982. – № 387. – С. 66–71.
19. *Одинцов В.А.* Моделирование процессов фрагментации с помощью унифицированных цилиндров. – М.: Изд-во МГТУ, 1991. – 60 с.
20. *Одинцов В.А.* Механика импульсного разрушения цилиндров // *Вопросы физики взрыва и удара*: Труды МВТУ им. Н.Э. Баумана. – 1980. – № 312. – С. 22–70.

21. *Stronge W.J., Ma Xiaoping, Zhao Lanting.* Fragmentation of explosively expanded steel cylinders // *Int. J. Mech. Sci.* – 1989. – V. 31. – No. 11/12. – P. 811–823.
22. *Al-Hassani T.S., Johnson W.* The dynamics of the fragmentation process for spherical shells containing explosives // *Int. J. Mech. Sci.* – 1989. – V. 31. – No. 11/12. – P. 811–823.
23. *Иванов А.Г., Новиков С.А., Сеницын В.А.* Исследование поведения замкнутых стальных оболочек при взрыве внутри них зарядов взрывчатых веществ // ПМТФ. – 1968. – № 6.
24. *Иванов А.Г., Сеницын В.А.* Масштабный эффект при взрывном разрушении замкнутых стальных сосудов // ФГВ. – 1972. – Т. 8. – № 1. – С. 124–129.
25. *Сериков С.В.* Влияние локальных возмущений на разрушение металлических колец взрывом // *Динамика сплошной среды.* – Новосибирск: ИГ СО АН, 1974. – Вып. XVI.
26. *Сериков С.В.* Об устойчивости течения металлических колец под действием взрыва // ФГВ. – 1975. – № 1.
27. *Одинцов В.А., Чудов Л.А.* Расширение и разрушение оболочек под действием продуктов детонации // *Проблемы динамики упругопластических сред.* – М.: Мир, 1975. – С. 85–154.
28. *Al-Hassani T.S., Hopkins H.G., Johnson W.* A note of fragmentation of tubular bombs // *Int. J. Mech. Sci.* – 1969. – V. 11. – No. 6. – P. 545–549.
29. *Allison F. E., Schriemp J.T.* Explosively loaded metallic cylinders // *J. Appl. Phys.* – 1960. – V. 31. – No. 5. – P. 846–851.
30. *Mock W., Holt W.H.* Fragmentation behaviour of Armco iron and HF-1 steel explosive-filled cylinders // *J. Appl. Phys.* – 1983. – V. 54. – No. 5. – P. 2344–2351.
31. *Taylor G.I.* The fragmentation of tubular bombs // *Scientific Papers of G.I. Taylor.* Cambridge Univ. Press. – 1963. – V. 3. – No. 44. – P. 387–390.
32. *Hoggatt C.R., Recht R.F.* Fracture behavior of tubular bombs // *J. Appl. Phys.* – 1968. – V. 39. – No. 3. – P. 1856–1862.
33. *Поплавский В.А.* Иерархия кусков при взрывном дроблении бетонных блоков // ФГВ. – 1998. – Т. 34. – № 1. – С. 102–105.
34. *Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф.* Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. – М.: Наука, 1987.
35. *Садовский М.А.* О значении и смысле дискретности в геофизике // *Дискретные свойства геофизической среды.* – М.: Наука, 1989. – С. 5–14.
36. *Одинцов В.А.* Разрушение цилиндра как марковский случайный процесс // *Механика импульсных процессов: Труды МГТУ им. И.Э. Баумана.* – 1992. – № 557. – С. 41–58.
37. *Одинцов В.А., Стаценко Т.Г.* Разрушение цилиндров на волновой стадии // МТТ. – 1980. – № 2. – С. 117–120.
38. *Одинцов В.А., Селиванов В.В., Чудов Л.А.* Расширение идеально-пластической цилиндрической оболочки под действием продуктов детонации // ПМТФ. – 1974. – № 2. – С. 152–156.
39. *Одинцов В.А., Селиванов В.В., Чудов Л.А.* Расширение толстостенной цилиндрической оболочки под действием взрывной нагрузки // МТТ. – 1975. – № 5. – С. 161–168.

40. *Одинцов В.А., Селиванов В.В., Чудов Л.А.* Численное решение двумерной нестационарной задачи о расширении упругопластической оболочки под действием ПД // Тезисы докл. Всесоюз. школы по числ. методам механики сплошной среды. – М.: ИПМ АН СССР, 1973. – С. 35–36.
41. *Одинцов В.А., Селиванов В.В., Чудов Л.А.* Движение упругопластической оболочки с фазовым переходом под действием продуктов детонации // МТТ. – 1974. – № 3. – С. 139–144.
42. *Каширский А.В., Коровин Ю.В., Одинцов В.А.* Движение оболочки при осевой детонации // ПМТФ. – 1971. – № 1. – С. 168–171.
43. *Каширский А.В., Коровин Ю.В., Одинцов В.А., Чудов Л.А.* Численное решение двумерной нестационарной задачи о движении оболочки под действием продуктов осевой детонации // ПМТФ. – 1974. – № 2. – С. 167–168.
44. *Каширский А.В., Коровин Ю.В., Чудов Л.А.* Движение продуктов детонации и цилиндрической оболочки при точечном инициировании заряда // ПМТФ. – 1974. – № 6. – С. 170–172.
45. *Целминьш А.* Метод расчета взрывов в цилиндрической полости // Прикл. мех. Сер. Е. – № 2. – С. 77–80.
46. *Колобанова А.Е., Селиванов В.В.* Поведение упругопластического цилиндра под действием внутреннего давления // Проблемы прочности. – 1984. – № 12. – С. 80–83.
47. *Одинцов В.А., Селиванов В.В.* Поведение жесткопластической оболочки под действием внутреннего давления // ПМТФ. – 1975. – № 3.
48. *Колобанова А.Е.* Расчет числа трещин и распределение их по размерам при импульсном вязком разрушении кольца // Проблемы прочности. – 1989. – № 9. – С. 73–79.
49. *Селиванов В.В.* Предельные деформации динамического разрушения цилиндрических оболочек // ПМТФ. – 1982. – № 4. – С. 122–127.
50. *Герасимов А.В.* Расширение цилиндрической оболочки переменной толщины под действием сжатого газа // Механика деформируемого твердого тела. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1988. – С. 39–43.
51. *Колобанова А.Е.* Поведение цилиндра, ослабленного системой слоев пониженной прочности // МТТ. – 1985. – № 5. – С. 176–180.
52. *Колобанова А.Е., Одинцов В.А., Чудов Л.А.* Распространение трещин в цилиндре, нагруженном взрывом // МТТ. – 1982. – № 1. – С. 138–150.
53. *Колобанова А.Е.* Деформационные (одномерные) критерии разрушения цилиндра // Проблемы прочности. – 1989. – № 3. – С. 70–74.
54. *Герасимов А.В., Люкшин Б.А.* Численное решение двумерной задачи о расширении упругопластической оболочки под действием импульсного нагружения. – Томск, 1983: Деп. в ВИНТИ 14.03.83. – 1333–83.
55. *Герасимов А.В.* Численное моделирование откольных разрушений в толстостенных оболочках при различных схемах нагружения // ПМТФ. – 1996. – Т. 37. – № 3. – С. 151–159.
56. *Левитан Ю.Л., Моисеенко Б.Д.* Численное моделирование разрушения упругих оболочек детонационной волной. – М., 1990. – Препр. АН СССР, ИПМ. – № 5. – 32 с.

57. Костин В.В., Резцов А.С., Сугак С.Т., Фортон В.Е. Численное моделирование взрывного разрушения толстостенных цилиндров. – Минск, 1990. – Препр. АН БССР, Ин-т тепло- и массообмена. – № 25. – 34 с.
58. Герасимов А.В. Защита взрывной камеры от разрушения детонационной волной // ФГВ. – 1997. – Т. 33. – № 1. – С. 131–137.
59. Герасимов А.В., Пашков С.В. Снижение напряжений в стенках взрывной камеры пористыми вкладышами // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. – Томск: Изд. Том. ун-та, 1998. – С. 139–143.
60. Кузнецов Л.К., Перевезенцев В.Н., Покровский М.А., Черняк Г.Б. Структурная разметка разрушения. Приложение к задаче о фрагментации кольца при взрывном нагружении // ФГВ. – 1989. – № 6. – С. 97–104.
61. Герасимов А.В., Пашков С.В. Проблемы моделирования фрагментации твердых тел при высокоскоростном нагружении // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. – Томск: Изд. Том. ун-та, 1998. – Вып. 3. – С. 92–93.
62. Герасимов А.В., Пашков С.В. Разрушение толстостенных цилиндрических оболочек под действием взрыва // Тез. Междунар. конф. «Всесибирские чтения по математике и механике». – Томск: Изд. Том. ун-та, 1997. – Т. 2. – С. 191–192.
63. Герасимов А.В., Пашков С.В. Численное моделирование фрагментации оболочек при взрывном нагружении // Тез. III Сибирского конгресса по прикладной и индустриальной математике. – Новосибирск, 1998. – Ч. 2. – С. 92.
64. Герасимов А.В., Пашков С.В. Разрушение и фрагментация оболочек продуктами детонации // Материалы Всерос. конференции «Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИ ЭФ, 1998. – С.44–45.
65. Герасимов А.В., Пашков С.В. Численное моделирование формирования осколочных спектров оболочек, нагружаемых взрывом // Материалы Всерос. науч.-технич. конф. молодежи «Механика летательных аппаратов и современные материалы». – Томск: Изд. Том. ун-та, 1998. – С. 118–119.
66. Пашков С.В. Фрагментация твердых тел при высокоскоростном нагружении // Материалы XXXVII Междунар. науч. студ. конф. «Студент и научно-технический прогресс». – Новосибирск, 1999. – С. 43–44.
67. Герасимов А.В., Михайлов В.Н., Пашков С.В. Разрушение и защита конструкций от действий интенсивных импульсных нагрузок // Тез. Всерос. конф. «Современные проблемы механики». – М., 1999. – С. 225.
68. Anderson Ch.E., Predebon W.W., Karpp R.R. Computational modelling of explosive-filled cylinders // Int. J. Engn. Sci. – 1985. – V. 23. – No. 12. – P. 1317–1330.
69. Колобанова А.Е. Масштабный эффект при разрушении тонкостенного кольца // Проблемы прочности. – 1989. – № 11. – С. 92–96.
70. Степанов Г.В. Разрушение металлического кольца при импульсном нагружении // Проблемы прочности. – 1982. – № 6. – С. 85–88.
71. Johnson J.N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys. – 1981. – V. 52. – No. 4. – P. 2812–2825.
72. Carrol M.M., Holt A.C. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials // J. Appl. Phys. – 1972. – V. 43. – No. 4. – P. 1626–1636.

73. Белов Н.Н., Корнеев А.И., Николаев А.П. Численный анализ разрушения в плитках при действии импульсных нагрузок // ПМТФ. – 1985. – № 3. – С. 132–136.
74. Дель Г.Д., Соляник А.С., Чебаевский Б.П. Определение предельных нагрузок для тела с трещиной по критериям сопротивления материалов // ФХММ. – 1977. – № 4. – С. 90–93.
75. Шлянников В.Н. Смешанные моды развития трещин при сложном напряженном состоянии // Заводская лаборатория. – 1990. – № 6.
76. Ярема С.Я., Иваницкая Г.С. Предельное равновесие и развитие косых трещин. Обзор критериев // ФХММ. – 1986. – Т. 22. – № 1. – С. 45–47.
77. Писаренко Г.С., Лебедев А.А. Деформирование и прочность материалов при сложном напряженном состоянии. – Киев: Наукова думка, 1976. – 416 с.
78. Flis W.J. Advanced algorithms for computer simulation of hypervelocity impact // Int. J. Impact Engng. – 1987. – V. 5. – P. 269–275.
79. Гулидов А.И., Шабалин И.И. Численное моделирование криволинейной трещины откола при соударении пластин // Численные методы теории упругости и пластичности: Материалы 9-й Всесоюз. конф. – Новосибирск, 1986. – С. 117–121.
80. Chaboche J.L. Continuum damage mechanics: Pt1. General concepts // Trans. ASME. J. Appl. Mech. Technol. – 1988. – V. 55. – No. 1. – P. 59–64.
81. Lemaitre J.A. Continuum damage mechanics model for ductile fracture // Trans. ASME. J. Appl. Mech. Technol. – 1985. – V. 107. – No. 1. – P. 83–89.
82. Chaboche J.L. Continuum damage mechanics: Pt2. Damage grows, crack initiation, and crack growth // Trans. ASME. J. Appl. Mech. Technol. – 1988. – V. 55. – No. 1. – P. 65–72.
83. Крейнхаген, Вагнер, Пъechoчки, Борк. Нахождение баллистического предела при соударении с многослойными мишенями // Ракетная техника и космонавтика. – 1970. – Т. 8. – № 12. – С. 42–47.
84. Афанасьева С.А., Белобородько А.Н., Григорян В.А. и др. Численное моделирование разрушения конструкций с керамическим слоем при динамическом нагружении удлинными ударниками // МТТ. – 1996. – № 1. – С. 114–123.
85. Афанасьева С.А., Трушков В.Г. Численное моделирование метеоритного удара по горной породе и воде // МТТ. – 1997. – № 4. – С. 77–86.
86. Курран Дональд Р. Динамическое разрушение // Динамика удара / под ред. С.С. Григоряна. – М.: Мир, 1985. – 296 с.
87. Керрен Д., Шоки Д., Симен Л., Остин М. Механизмы и модели кратерообразования в природных средах // Новое в зарубежной науке. Механика: сб. Удар, взрыв и разрушение. – М.: Мир, 1981. С. 181–115.
88. Васин Р.Л., Ленский В.С., Ленский Э.В. Динамические зависимости между напряжениями и деформациями // Проблемы динамики упругопластических сред. – М.: Мир, 1975.
89. Баренблатт Г.И., Ентов В.М., Салганик Р.Л. О кинетике распространения трещин // МТТ. – 1966. – № 5. – С. 82–92.
90. Иванов А.Г. Откол в квазиакустическом приближении // ФГВ. – 1975. – Т. 11. – № 3. – С. 475–480.
91. Никифоровский В.С., Шемякин Е.И. Динамическое разрушение твердых тел. – Новосибирск: Наука, 1979. – 271 с.

92. Chandrakanth S., Pandey P.C. A new ductile damage evolution model // Int. J. Fracture. – 1993. – V. 60. – P. R73–R76.
93. Ильюшин А.А. Об одной теории длительной прочности // МТТ. – 1967. – № 3. – С. 21–35.
94. Davison L., Stevens A.L. // J. Appl. Phys. – 1973. – V. 44. – No. 2. – P. 668–674.
95. Наместникова И.В., Шестериков С.А. Векторное представление параметра поврежденности // Деформация и разрушение твердых тел. – М.: Изд-во МГУ, 1985. – С. 43–52.
96. Дачева М.Д., Шестериков С.А., Юмашева М.А. Поврежденность при сложном нестационарном напряженном состоянии // МТТ. – 1988. – № 1.
97. Христианович С.А., Шемякин Е.И. О динамической сжимаемости горных пород и металлов // ПМТФ. – 1964. – № 3. – С. 9–15.
98. Христианович С.А. Деформация упрочняющегося пластического материала // МТТ. – 1974. – № 2. – С. 148–174.
99. Шемякин Е.И. Анизотропия пластического состояния // ЧММСС. – Новосибирск, 1973. – Т. 4. – № 4. – С. 150–162.
100. Романенко В.И., Степанов Г.В. К вопросу о временной зависимости прочности тел при отколе // Проблемы прочности. – 1977. – № 9. – С. 83–86.
101. Степанов М.Н. Статические методы обработки результатов механических испытаний: справочник. – М.: Машиностроение, 1985. – 231 с.
102. Роде В. // Черные металлы. – 1983. – № 3. – С. 31–39.
103. Сударев В.П., Демидович Е.А., Ковалев П.И., Новицкий Л.И. // Заводская лаборатория. – 1988. – Т. 54. – № 1. – С. 65–72.
104. Beissel S.R., Johnson G.R., Popelar C.H. An element-failure algorithm for dynamic crack propagation in general directions // Engng. Fract. Mech. – 1998. № 61. – P. 407–425.
105. Майнчен Дж., Сак С. Метод расчета «Тензор» // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. – С. 185–211.
106. Ringers B.E., Chandra In. J., Flanerty J.E. Computational Aspects of Penetration Mechanics. – Berlin: Springer-Verlag, 1983.
107. Гулидов А.И., Фомин В.М., Шабалин И.И. Алгоритм перестройки разностной сетки при численном решении задач соударения с образованием трещин // Численные методы решения задач теории упругости и пластичности: Материалы 7-й Всесоюз. конф. – Новосибирск, 1982. – С. 182–193.
108. Гулидов А.И., Фомин В.М. Модификация метода Уилкинса для решения задач соударения тел. – Новосибирск, 1980. – Препр. ИТПМ СО АН СССР. – № 49.
109. Пашков С.В. Численное моделирование фрагментации толстостенных цилиндрических оболочек при взрывном нагружении: дис. канд. техн. наук. – Томск, 2000. – 120 с.
110. Герасимов А.В., Пашков С.В. Численное моделирование дробления толстостенных упругопластических оболочек // Вычислительные технологии. – 2001. – Т. 6, ч. 2. – С. 118–124.
111. Герасимов А.В., Пашков С.В. Фрагментация толстостенных упругопластических оболочек при взрывном нагружении // Химическая физика. – 2002. – Т. 21. – № 9. – С. 34–36.

112. *Diep Q.B., Moxnes J.F., Nevstad G.* Fragmentation of projectiles and steel rings using 3D numerical simulations // 21th International Symposium of Ballistics 19–23 April 2004. – Adelaide, Australia, 2004.
113. *Герасимов А.В., Паишков С.В.* Разрушение замкнутых камер скользящей детонационной волной // Четвертая Междунар. школа-семинар «Внутрикамерные процессы, горение и газовая динамика дисперсных систем»: сб. материалов, СПб., 27 июня – 3 июля 2004. – СПб., 2004. – Т. II. – С. 153–158.
114. *Гольдин В.Я., Калиткин Н.Н., Левитан Ю.Л., Рождественский Б.Л.* Расчет двумерных течений с детонацией // ЖВМиМФ. – 1972. – Т. 12. – № 6. – С. 1606–1611.
115. *Герасимов А.В., Паишков С.В.* Использование деформационных критериев разрушения в сеточных методах численного моделирования с явным описанием поверхности разрушения // Материалы V Всерос. науч. конф. «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», Томск, 3–5 октября 2006. – С. 236–237.
116. *Герасимов А.В., Паишков С.В.* Численное моделирование естественного дробления твердых тел // Физическая мезомеханика. – 2004. – Т. 7, спец. вып., ч. 1. – С. 313–316.
117. *Герасимов А.В., Паишков С.В.* Моделирование естественного дробления твердых тел при ударных и взрывных нагружениях // Химическая физика. – 2005. – Т. 24. – № 11. – С. 48–54.
118. *Герасимов А.В., Паишков С.В.* Численное моделирование пробития слоистых преград // Механика композиционных материалов и конструкций. – 2013. – Т. 19. – № 1. – С. 48–61.
119. *Gerasimov A.V., Pashkov S. V.* Numerical simulation of the perforation of layered barriers // Intern. J. Composites: Mechanics, Computations, Applications. – 2013. – V. 4. – Iss. 2. – P. 97–111.
120. *Герасимов А.В., Паишков С.В.* Численное моделирование разрушения тонкостенных конструкций группой высокоскоростных элементов // Изв. вузов. Авиационная техника. – 2015. – № 2. – С. 3–9.
121. *Gerasimov A.V., Pashkov S. V.* Numerical simulation of fracture in thin-walled structures by a group of high-velocity elements // Russian Aeronautics. – 2015. – V. 58. – Iss. 2. – P. 137–144.
122. *Герасимов А.В., Паишков С.В.* Численное моделирование соударения высокоскоростных элементов с корпусом и наполнителем аэрокосмической конструкции // Изв. вузов. Авиационная техника. – 2015. – № 4. – С. 3–8.
123. *Герасимов А.В., Добрица Д.Б., Паишков С.В., Христенко Ю.Ф.* Теоретико-экспериментальное исследование способа защиты космических аппаратов от высокоскоростных частиц // Космические исследования. – 2016. – Т. 54. – № 2. – С. 126–134.
124. *Gerasimov A.V., Dobritsa D.B., Pashkov S.V., Khristenko Yu.F.* Theoretical and experimental study of a method for the protection of spacecraft from high-speed particles // Cosmic Research. – 2016. – V.54. – No. 2. – P. 118–126.

Глава 5

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕЛ С БОЛЬШИМИ ДЕФОРМАЦИЯМИ СРЕДЫ В ЭЙЛЕРОВЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

Предлагаемая ниже методика расчета предназначена для компьютерного моделирования процессов высокоскоростного взаимодействия деформируемых тел и их разрушения. При описании напряженно-деформированного состояния взаимодействующих тел используется упругопластическая модель сплошной среды с учетом изменения ее пористости [1, 2]. Численное решение конкретных прикладных задач осуществляется с помощью эйлерового численного метода [3], основанного на конечно-разностной схеме Мак-Кормака и методе маркеров. Этот метод позволяет исследовать большие деформации взаимодействующих тел, имеющих различные физико-механические свойства. Первый вариант этого метода был применен для моделирования ударного взаимодействия тел, имеющих одинаковые физико-механические свойства [4].

Весь комплекс вычислительных алгоритмов и уравнений в дальнейшем будет называться расчетно-математической моделью. В замкнутую систему расчетно-математической модели входят дополнительные соотношения, которые вычисляются с помощью отдельных алгоритмов. К таким алгоритмам относятся: снос напряженного состояния на поверхность текучести путем корректировки компонент девиаторной части тензора напряжений; вычисление давления и пористости при совместном расчете уравнения состояния и соотношения, задающего закон изменения пористости в зависимости от давления; расчет параметров на фронте детонационной волны и т.д.

5.1. Расчетно-математическая модель упругопластической среды с учетом изменения пористости и разрушения

При математическом моделировании динамических процессов важным этапом является корректное формулирование полной системы уравнений используемой физической модели. В рамках механики сплошной среды любая модель включает в себя законы сохранения и определяющие соотношения, описывающие свойства конкретных материалов. Математическая модель сплошной среды, используемая при компьютерном моделировании, должна обладать следующими свойствами: адекватно описывать физику процесса; не должна быть чрезмерно громоздкой; допускать эффективную реализацию ее с помощью численных методов; иметь незначительное число легко определяемых параметров.

Излагаемая в данной работе модель упругопластической среды обладает всеми перечисленными выше свойствами. Она при необходимости трансформируется в модель идеальной или вязкой сжимаемой жидкости; в модель пористой упругопластической среды; в модель сыпучих материалов и т.д. При изложении основной системы уравнений, начальных и граничных условий предполагаются следующие общепринятые для задач высокоскоростного соударения и взрыва ограничения:

- не учитывается влияние силы тяжести и атмосферного давления, т.е. все компоненты тензора напряжений внутри ненагруженных тел равны нулю, а на свободных поверхностях отсутствуют нормальные напряжения;

- взаимодействующие тела, находящиеся в жидкой фазе (вода, расплавленные материалы), моделируются идеальной сжимаемой жидкостью;

- все рассматриваемые материалы являются деформируемыми.

Для отдельных специфических задач эти ограничения могут быть сняты. Однако снятие этих ограничений не приводит к качественно новым результатам. Влияние атмосферного давления и силы тяжести настолько мало, что их учет во многих задачах высокоскоростного удара и взрыва теряет всякий смысл.

Законы сохранения массы, количества движения и энергии. При записи интегральных законов сохранения и других уравнений предполагается, что рассматриваемая сплошная среда однородная, изотропная,

процессы рассматриваются адиабатические. В предположении осесимметричности решаемых задач, т.е. независимости всех искомых функций от угла φ цилиндрической системы координат (r, z, φ) , основная система уравнений интегральных законов сохранения массы, количества движения и энергии имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\tau} U d\tau + \int_{\gamma} (\mathbf{F} \cdot \mathbf{n}) d\gamma + \int_{\tau} H d\tau = 0, \quad (5.1)$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_r \\ \rho u_z \\ E \end{pmatrix}; \quad \bar{F} = \begin{pmatrix} \rho(\mathbf{u} - \mathbf{w}) \\ \rho u_r (\mathbf{u} - \mathbf{w}) - \bar{\sigma}_r \\ \rho u_z (\mathbf{u} - \mathbf{w}) - \bar{\sigma}_z \\ E(\mathbf{u} - \mathbf{w}) - (\sigma_r u_r + \sigma_z u_z) \end{pmatrix}; \quad H = \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma_{\varphi\varphi} / r \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

В системе уравнений (5.1) введены следующие обозначения: ρ – текущая плотность материала; \mathbf{u} – вектор массовой скорости с составляющими u_r и u_z по осям r и z ; $E = \rho \left[\varepsilon + (u_r^2 + u_z^2) / 2 \right]$ – полная энергия в единице объема; ε – удельная внутренняя энергия; \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности γ некоторого объема τ ; \mathbf{w} – скорость перемещения поверхности γ ; σ_r , σ_z – векторы напряжений на площадках, перпендикулярных осям r и z .

При данной записи системы уравнений (5.1) контрольный объем τ может иметь неподвижные (эйлеровые) и подвижные (лагранжевые) поверхности γ . Для неподвижных поверхностей $\mathbf{w} = \mathbf{0}$, а для подвижных (контактных или свободных) поверхностей $\mathbf{w} = \mathbf{u}$. Символьная запись $(\mathbf{F} \cdot \mathbf{n})$ означает скалярное произведение векторных компонент матрицы \mathbf{F} на единичный вектор внешней нормали к поверхности γ .

Определяющие соотношения упругопластического материала.

При раздельном описании шаровой и девиаторной части тензора напряжений его компоненты (компоненты векторов напряжений) представляются в следующем виде:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= -P + S_r; & \sigma_{zz} &= -P + S_z; \\ \sigma_{rz} &= S_{rz}; & \sigma_{\varphi\varphi} &= -P - (S_r + S_z), \end{aligned} \quad (5.2)$$

S_r , S_z , S_{rz} – компоненты девиаторной части тензора напряжений; P – давление.

Определяющие соотношения упругопластического материала, связывающие девиатор напряжений с девиатором скоростей деформации, имеют вид

$$e = \frac{DS}{Dt} + \lambda S; \quad e = \begin{pmatrix} 2\mu e_r \\ 2\mu e_z \\ 2\mu e_{rz} \end{pmatrix}; \quad S = \begin{pmatrix} S_r \\ S_z \\ S_{rz} \end{pmatrix}, \quad (5.3)$$

где μ – модуль сдвига; e_r , e_z , e_{rz} – компоненты девиаторной части тензора скоростей деформации; символ D/Dt обозначает производную Яуманна и записывается как полная производная по времени, учитывающая поворот главных осей тензора напряжений:

$$\frac{DS_{ij}}{Dt} = \frac{dS_{ij}}{dt} - S_{ik}\omega_{jk} - S_{jk}\omega_{ik}, \quad (5.4)$$

$$\omega_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right).$$

Производную Яуманна необходимо использовать при расчете больших пластических деформаций среды в переменных Эйлера [5, 6]. Эти производные можно рассматривать как скорости изменения компонент матрицы S , найденные путем дифференцирования ее компонент в эйлеровой системе координат с учетом поправки на поворот главных осей тензора напряжений относительно главных осей тензора скоростей деформаций.

Соотношения (5.4) записаны в тензорном виде. Индексы $i, j = 1, 2, 3$ соответствуют координатам r, z, φ цилиндрической системы координат; одинаковые индексы в выражениях типа $S_{ik}\omega_{jk}$ обозначают суммирование по этим индексам. Такая тензорная запись и основные приемы тензорного анализа необходимы для краткости изложения дальнейшего материала.

Система уравнений (5.3) при условии текучести Мизеса

$$J_2 = (S_{ij}S_{ij}) = \frac{2}{3}(\sigma_s)^2 \quad (5.5)$$

определяет упругопластическую модель Прандтля – Рейсса. Предел текучести σ_s не является константой материала, а задается как функция от некоторых термодинамических параметров.

Параметр λ , входящий в систему уравнений (5.3), при упругих деформациях тождественно равен нулю. Для описания поведения среды за пределом упругости используется общепринятая процедура приведения напряженного состояния к некоторой предельной поверхности, задаваемой равенством (5.5):

$$\Phi = J_2 - \frac{2}{3}(\sigma_s)^2 = 0.$$

В пространстве главных напряжений, т.е. в системе координат S_1 , S_2 , S_3 , функция $\Phi = 0$ описывает концентрические поверхности текучести (сферы) в зависимости от величины параметра σ_s . Процедура приведения к поверхности текучести осуществляется следующим образом. Если в результате вычислений величин S_{ij} окажется, что $\Phi > 0$, то значения этих величин корректируются таким образом, чтобы функция Φ стала равной нулю. Перенос напряженного состояния на предельную поверхность $\Phi = 0$ производится по нормали к этой поверхности и сводится к корректировке

$$S_{ij} = S_{ij}^e / \sqrt{3J_2^e / 2\sigma_s^2}, \quad (5.6)$$

где S_{ij}^e – нескорректированные компоненты девиатора тензора напряжений, вычисленные предварительно по обобщенному закону Гука при $\lambda = 0$ (5.3); J_2^e – второй инвариант нескорректированных компонент этих напряжений.

В приложении к работе [6] С.С. Григорьяном показано, что процедура приведения напряженного состояния к поверхности текучести эквивалентна полным соотношениям Прандтля – Рейсса (5.3) при подстановке соответствующего значения λ . Однако вычисление значения параметра λ является достаточно громоздкой процедурой.

Пластическая деформация среды сопровождается необратимыми процессами при совершении работы на сдвиговых пластических деформациях. Величина удельной работы сдвиговых пластических деформаций используется в качестве меры сдвиговых разрушений материала. Процедура корректировки напряженного состояния (5.6) дает способ вычисления этой работы, изложенный в [7]. При каждом сносе напряженного состояния на поверхность текучести приращения сдвиговых

пластических деформаций будут равны

$$\Delta \varepsilon_{ij}^p = \frac{S_{ij}^e - S_{ij}}{2\mu}, \quad (5.7)$$

а приращение удельной работы, совершаемой на этих деформациях, записывается в виде

$$\Delta A_p = \frac{\sigma_{ij} \Delta \varepsilon_{ij}^p}{\rho}. \quad (5.8)$$

Подставляя (5.6) и (5.7) в (5.8), получаем

$$\Delta A_p = \frac{1}{2\mu\rho} \left(\sqrt{\frac{3J_2^e}{2\sigma_s^2}} \sigma_{ij} S_{ij} - \sigma_{ij} S_{ij} \right),$$

и после свертки величин $\sigma_{ij} S_{ij}$ окончательно имеем

$$\Delta A_p = \frac{\sigma_s}{3\mu\rho} \left(\sqrt{\frac{3J_2^e}{2}} - \sigma_s \right). \quad (5.9)$$

Из соотношения (5.9) следует, что при каждом сносе напряженного состояния на поверхность текучести, удельная работа сдвиговых пластических деформаций увеличивается на некоторую положительную величину ΔA_p . Параметр A_p вычисляется путем суммирования ΔA_p в некоторой индивидуальной точке материала. Для вычисления параметра A_p в фиксированной точке пространства необходимо к соотношению (5.9) добавить еще одно уравнение, описывающее изменение этой величины за счет потока материала относительно неподвижной системы координат. Таким уравнением является уравнение конвективного переноса сплошной среды:

$$\frac{dA_p}{dt} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial A_p}{\partial t} + u_i \frac{\partial A_p}{\partial x_i} = 0, \quad (5.10)$$

а вычисление параметра A_p в фиксированной точке пространства будет осуществляться в два этапа по соотношению (5.9) и дифференциальному уравнению (5.10), записанному в цилиндрических координатах для случая осевой симметрии.

Возвращаясь к записи системы уравнений (5.3) для случая осевой симметрии, следует отметить, что эта система состоит только из трех уравнений для вычисления S_r , S_z , S_{rz} ; последняя ненулевая компонента S_φ определяется из тождества

$$S_r + S_z + S_\varphi = 0.$$

Тогда второй инвариант девиаторной части тензора напряжений будет равен

$$J_2 = 2(S_r^2 + S_z^2 + S_{rz}^2 + S_r S_z),$$

а условие текучести Мизеса (5.5) запишется в виде

$$S_r^2 + S_z^2 + S_{rz}^2 + S_r S_z = \frac{\sigma_s^2}{3}. \quad (5.11)$$

Компоненты девиатора тензора скоростей деформации через производные от массовой скорости записываются в виде следующих соотношений:

$$\begin{aligned} e_r &= \frac{\partial u_r}{\partial r} - \theta; \\ e_z &= \frac{\partial u_z}{\partial z} - \theta; \\ e_{rz} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right); \\ \theta &= \frac{1}{3} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right], \end{aligned} \quad (5.12)$$

где θ – первый инвариант тензора скоростей деформаций.

С учетом соотношений (5.4) и (5.12) система уравнений (5.3) для нахождения компонент девиатора тензора напряжений сводится к трем дифференциальным уравнениям в частных производных. В качестве независимых переменных выступают величины: t – текущее время процесса; r , z , φ – цилиндрические координаты пространственной системы координат в предположении осевой симметрии. Численное решение этих уравнений осуществляется при $\lambda = 0$ с последующей корректировкой искомых величин путем сноса на поверхность текучести.

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial S_r}{\partial t} + \frac{\partial(S_r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(S_r u_z)}{\partial z} - S_r \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) - 2S_{rz} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) - \\
& \quad - 2\mu \left\{ \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{1}{3} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial(u_r r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] \right\} + \lambda S_r = 0; \\
& \frac{\partial S_z}{\partial t} + \frac{\partial(S_z u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(S_z u_z)}{\partial z} - S_z \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2S_{rz} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) - \\
& \quad - 2\mu \left\{ \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{1}{3} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial(u_r r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] \right\} + \lambda S_z = 0; \quad (5.13) \\
& \frac{\partial S_{rz}}{\partial t} + \frac{\partial(S_{rz} u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(S_{rz} u_z)}{\partial z} - S_{rz} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \\
& \quad + \frac{(S_r - S_z)}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) - \mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + \lambda S_{rz} = 0.
\end{aligned}$$

Дополнительным дифференциальным уравнением является уравнение конвективного переноса для величины A_p , полученное из (5.10):

$$\frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{\partial(A_p u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(A_p u_z)}{\partial z} - A_p \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = 0. \quad (5.14)$$

Для замыкания системы уравнений (5.1) – (5.3) необходимо задание связи шаровой части тензора напряжений P с другими термодинамическими параметрами сплошной среды. Термодинамические зависимости типа

$$P = P(\rho, \varepsilon) \text{ или } \varepsilon = \varepsilon(\rho, P)$$

называются уравнениями состояния. Конкретные виды уравнений состояния, используемые в данной расчетно-математической модели, приведены ниже.

Основные соотношения пористой упругопластической среды.

При описании движения и деформирования разрушенного, пористого или сыпучего материала вводится понятие пористой среды, дополняющей вышеизложенную упругопластическую модель. Пористая среда представляется как двухкомпонентный, однородный и изотропный материал, состоящий из матрицы и сферических пор. Плотность пористого материала задается с помощью параметра $\alpha = \rho_m / \rho$, называемого пористостью (ρ_m – плотность материала матрицы). Причем если известно уравнение состояния материала матрицы

$$P_m = P_m(\rho_m, \varepsilon), \quad (5.15)$$

то давление в пористой среде определяется соотношением [8]

$$P = \frac{1}{\alpha} P_m(\alpha \rho, \varepsilon) \quad (5.16)$$

и решается совместно с уравнением, описывающим изменение пористости.

В работах [8, 9] введено понятие порогового давления $P_c(\alpha)$, при котором происходит объемная пластическая деформация пористой среды, т.е. процесс изменения объема пор (рис. 5.1). Предполагается, что при сжатии пористого материала его давление P не может быть больше величины

$$P_c(\alpha) = \frac{2}{3} \sigma_s \ln\left(\frac{\alpha}{\alpha-1}\right), \quad (5.17)$$

а при растяжении оно не может быть меньше величины

$$P_c(\alpha) = -\frac{a_s}{\alpha} \ln\left(\frac{\alpha}{\alpha-1}\right), \quad (5.18)$$

где a_s – параметр, характеризующий прочность материала на разрыв; α_* – величина пористости, при которой происходит разрушение материала по типу отрыва.

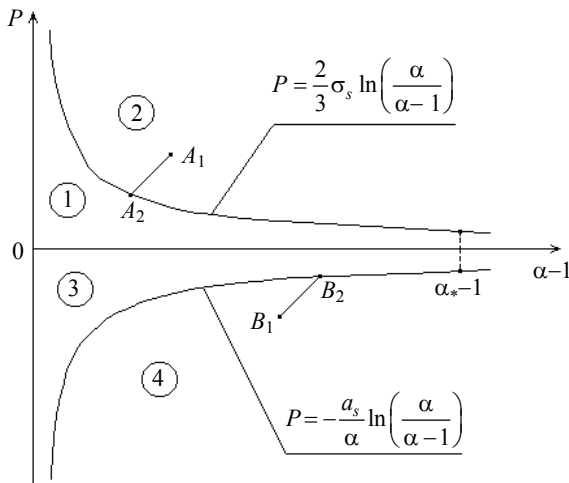


Рис. 5.1. Схема изменения пористости и давления

После достижения этой величины схема изменения пористости и давления будет другой. Если значения вновь вычисленных величин ρ , α , ε , P таковы, что точка (α, P) находится в областях (1) или (3), то изменение объема пор не происходит, т.е. $d\alpha/dt = 0$.

Если точка (α, P) находится в областях (2) или (4), то имеет место изменение пористости среды с одновременной релаксацией давления и всех компонент тензора напряжений, при этом термодинамическое состояние среды перемещается из точки A_1 в точку A_2 или из точки B_1 в точку B_2 . Точки A_2 и B_2 определяются из решения уравнения

$$P_m(\alpha\rho, \varepsilon) - \alpha P_c(\alpha) = 0 \quad (5.19)$$

при фиксированных значениях ρ и ε .

Такая процедура приведения давления и пористости к пороговой кривой аналогична процедуре сноса напряженного состояния на поверхность текучести. При эйлеровом описании изменение α в точке пространства происходит еще и за счет потока среды, т.е. при выполнении уравнения конвективного переноса

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\alpha u_z)}{\partial z} - \alpha \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = 0. \quad (5.20)$$

Вычисление параметра α производится в два этапа. На первом этапе пористость вычисляется по уравнению (5.20); на втором этапе, если имеет место условие

$$abs(P_m) > abs(\alpha P_c),$$

то давление и пористость корректируются путем решения уравнения (5.19), т.е. $(P - \alpha)$ – состояние материала приводится к пороговой кривой. В упругопластическую модель, предлагаемую в данной работе, входят два прочностных параметра: предел текучести σ_s и модуль сдвига μ . В общем случае эти параметры не являются константами материала, а зависят от некоторых термодинамических величин. Предполагается, что на изменение величин σ_s и μ влияют три основных фактора: текущее давление; текущая пористость и уровень внутренней энергии по отношению к энергии плавления. Функциональная зависимость σ_s и μ от этих факторов имеет вид

$$\sigma_s = \sigma_{sm} K_\varepsilon / \alpha; \quad \mu = \mu_m K_\varepsilon K_\alpha, \quad (5.21)$$

$$K_\varepsilon = \begin{cases} 1 - \varepsilon / \varepsilon_{pl}, & \varepsilon \leq \varepsilon_{pl}, \\ 0, & \varepsilon > \varepsilon_{pl}, \end{cases} \quad K_\alpha = (1 - \eta) \left(1 - \eta \frac{6B_0 + 12\mu_m}{9B_0 + 8\mu_m} \right), \quad (5.22)$$

где $\eta = (\alpha - 1) / \alpha$ – относительный объем пор; $B_0 = \rho_{0m} c_{0m}^2$ – модуль объемной адиабатической сжимаемости; ρ_{0m} – начальная плотность материала матрицы (сплошного материала); c_{0m} – начальная объемная скорость звука материала матрицы; $\varepsilon_{pl} = \varepsilon_{pl}(\rho_m)$ – энергия плавления; $\sigma_{sm} = \sigma_{sm}(P)$ – зависимость предела текучести от давления.

Из соотношений (5.21) видно, что все три фактора действуют независимо друг от друга, с различной степенью интенсивности и в различных направлениях. Соотношение (5.22) отражает тот факт, что после плавления материала, т.е. при выполнении неравенства $\varepsilon > \varepsilon_{pl}(\rho_m)$, упругопластическая модель трансформируется в модель идеальной сжимаемой жидкости. Величина σ_{sm} изменяется по линейному закону от некоторого начального значения σ_{s0} до максимального значения σ_{max}

$$\sigma_{sm} = \min(\sigma_{s0} + k_s P, \sigma_{max}). \quad (5.23)$$

Более подробный анализ этой зависимости сделан ниже, при изложении модели разрушения. Соотношения (5.21)...(5.23) вполне приемлемы с практической точки зрения и не противоречат имеющимся экспериментальным данным [10], где приведены кривые изменения предела текучести от давления на фронте ударной волны. Эти кривые отражают совместное влияние давления и внутренней энергии, т.е. в этой работе приведена суммарная зависимость величины $\sigma_s = \sigma_{sm}(P)K_\varepsilon(\varepsilon)$ от ударного сжатия материала.

Уравнения состояния. Для описания поведения конкретных материалов необходимо задание их уравнения состояния. В данной работе рассматриваются два уравнения состояния – эмпирическое и широкодиапазонное. Эмпирическое уравнение состояния приводится в форме Ми – Грюнайзена [11]. Это уравнение вполне удовлетворительно описывает поведение материалов в широком диапазоне давлений и температур. Достоинством этого уравнения является то, что оно содержит незначительное число констант, которые либо уже известны, либо легко определяемы. Для широкодиапазонного уравнения состояния [12] интервал давлений, где оно работоспособно, практически не ограничен.

Оно описывает термодинамическое состояние вещества как в конденсированной, так и в газообразной фазе. Решение почти всех задач, анализируемых в данном разделе, осуществляется с использованием широкодиапазонного уравнения состояния.

Эмпирическое уравнение состояния. Исходная форма эмпирического уравнения состояния, используемого в данной расчетно-математической модели, задается в форме Ми – Грюнайзена [11]

$$P_m = P_x + \gamma_0 \rho_m (\varepsilon - \varepsilon_x); \quad (5.24)$$

$$P_x = B_0 (x^n - 1)/n; \quad \varepsilon_x = \frac{B_0}{\rho_{0m} n} \left(\frac{x^{n-1}}{n-1} + \frac{1}{x} - \frac{n}{n-1} \right), \quad (5.25)$$

где $x = \rho_m / \rho_{0m}$ – относительная плотность материала; $B_0 = \rho_{0m} c_{0m}^2$ – модуль объемной адиабатической сжимаемости; γ_0 – параметр, выполняющий функцию коэффициента Грюнайзена; P_x , ε_x – «холодные» составляющие давления и внутренней энергии. С помощью соотношения (5.25) для ε_x и критерия Линдемманна определяется энергия плавления, как функция относительной плотности материала

$$\varepsilon_{pl} = \varepsilon_x + c_{v0} (T_{pl} x^{-2/3} Q^2 - T_0 Q), \quad (5.26)$$

а температура среды оценивается по формуле

$$T = T_0 Q + (\varepsilon - \varepsilon_x) / c_{v0}, \quad (5.27)$$

где $Q = \exp[\gamma_0(1-1/x)]$ – характеристическая температура; T_0 – начальная температура среды; T_{pl} – температура плавления на изохоре при $x = 1$; c_{v0} – удельная теплоемкость при $x = 1$ и $T = T_0$.

Путем совместного решения уравнения (5.24) и уравнения для закона сохранения энергии на ударном фронте

$$\varepsilon = P_H (x - 1) / (2x\rho_{0m}), \quad (5.28)$$

получаем уравнение ударной адиабаты в переменных «давление – относительная плотность»

$$P_H = \frac{P_x - \varepsilon_x (\rho \gamma_0)}{1 - \gamma_0 (x - 1) / 2}. \quad (5.29)$$

Из соотношения (5.29) видно, что ударная адиабата имеет асимптоту $x_n = 1 + 2/\gamma_0$. Отсюда можно сделать оценку интервала применимости уравнения состояния (5.24), оценив его величиной $x < 0.8x_n$. Константы эмпирического уравнения состояния (5.24) для некоторых материалов, используемых в данной работе, приведены в табл. 5.1. Численные значения параметров со значком (*) приведены приблизительно и используются лишь для оценки температуры и энергии плавления.

Таблица 5.1

Константы для уравнения Ми – Грюнайзена

Материалы	ρ_{0m} , г/см ³	c_{0m} , км/с	γ_0	T_{pl} , К	$c_{v0} \times 10^6$, (кДж/кг)/К
Мягкая сталь	7.85	4.63	2.26	2270	0.447
Твердая сталь	7.90	4.80	2.20	2270*	0.44*
Сталь ЭП637	8.01	5.20	1.80	2270*	0.44*
Алюминий	2.78	5.61	2.10	1150	0.924
Медь	8.93	3.93	2.18	1714	0.393
ВНЖ	17.6	4.01	2.45	3800	0.17*
SiC (керамика)	3.10	7.71	3.10	2950	0.80*
АД-85 (керам.)	3.42	6.63	3.30	2300	0.90*
Кварц	2.65	3.69	1.80	3000*	2.11
Вода	1.00	1.50	0.40	273	1.50
Песок, 10%-H ₂ O	2.31	1.95	1.87	3000*	2.45

Песок не является сплошным материалом. В расчетах предполагалось, что песок влажностью 10 % и начальной плотностью $\rho_0 = 1.7$ г/см³ имеет начальную пористость $\alpha_0 = 1.359$, т.е. относительный объем пор $\eta_0 = 0.264$ и начальную плотность материала матрицы 2.31 г/см³.

Широкодиапазонное уравнение состояния. Форма записи широкодиапазонного уравнения состояния имеет тот же вид, что и уравнение (5.24), т.е. форму Ми – Грюнайзена

$$P_m = P_s(x) + \rho_m \gamma(x, \varepsilon)(\varepsilon - \varepsilon_s), \quad (5.30)$$

где $\varepsilon_s(x)$, $P_s(x)$ – энергия и давление на изэнтропе сжатия. Применив для записи величин $\varepsilon_s(x)$ и $\gamma(x, \varepsilon)$ несколько измененный их вид, по сравнению с работой [12], и приняв во внимание общее термодинами-

ческое соотношение (5.31), получаем основные зависимости интерполяционной формы широкодиапазонного уравнения состояния

$$P_s = \rho_m^2 \frac{d\varepsilon_s}{d\rho_m} = -\rho_{0m} x^2 \frac{d\varepsilon_s}{dx}; \quad (5.31)$$

$$\varepsilon_s = \frac{9B_0}{2\rho_{0m}L^2}(Q_s - 1)^2, \quad P_s = \frac{9B_0(2 - \kappa)x^{\kappa-1}}{L}(Q_s - 1)Q_s, \quad (5.32)$$

$$Q_s = \exp\left[L(1 - x^{\kappa-2})\right], \quad \gamma = \frac{xy + \beta - 1}{1 + xy} + \frac{(\gamma_1 - \kappa + 1)(x^2 + \nu y)x}{(x^2 + y)^2},$$

$$L = \begin{cases} L_1 & \text{если } x < 1; \\ L_2 & \text{если } x \geq 1, \end{cases} \quad x = \frac{\rho_m}{\rho_{0m}}, \quad y = \frac{\varepsilon}{E_s}, \quad B_0 = \rho_{0m}c_{0m}^2,$$

где γ_1 – термодинамический коэффициент Грюнайзена; E_s – энергия сублимации; B_0 – модуль объемной адиабатической сжимаемости; L_1 , L_2 , β , ν , κ , k – константы уравнения состояния (5.30), они приведены в табл. 5.2.

Таблица 5.2

Константы для уравнения Ми – Грюнайзена

Параметры	Fe	Al	Cu	W	Pb	SiO ₂	H ₂ O
ρ_{0m} , г/см ³	7.85	2.71	8.93	19.17	11.34	2.65	1.00
c_{0m} , км/с	4.63	5.33	3.93	4.01	1.98	3.69	1.50
E_s , МДж/кг	7.65	11.90	5.30	4.42	0.95	5.20	1.50
T_{pl} , К	2270	1150	1714	3500	701	3000	273
$c_{v0} \cdot 10^6$, (КДж/кг)/К	0.430	0.924	0.393	0.14	0.12	2.11	3.77
γ_1	1.85	2.00	2.00	1.54	2.78	1.60	2.80
b_s	1.49	1.356	1.52	1.25	1.60	2.30	1.50
β	0.489	0.507	0.483	0.500	0.392	0.90	0.300
ν	2.96	1.94	1.80	2.00	1.03	3.00	3.00
κ	1.66	1.66	1.66	1.66	1.66	1.33	1.33

Для определения параметров L_1 и L_2 выбирается характерная для области их использования величина. Константа L_1 определяется привязкой к энергии сублимации $L_1 = \sqrt{9B_0 / (2E_s \rho_{0m})}$. Константа L_2 определяется путем привязки к соотношению на ударной адиабате $D = c_{0m} + b_s u$ и равна: $L_2 = 4b_s - 2$. Сшивка потенциала $\varepsilon_s(x)$ при условии $\rho_m = \rho_{0m}$ автоматически обеспечивается видом соотношения (5.32) до второй производной.

Вычисление энергии плавления и температуры среды для уравнения состояния (5.30) осуществляется по формулам (5.26) и (5.27), где величина ε_x заменяется величиной ε_s . Удельная теплоемкость задается интерполяционной формулой как функция относительного сжатия удельной внутренней энергии

$$C_v = c_{v0} (1 + xy) / (1 + y).$$

Уравнение состояния (5.30) является интерполяционной формулой, плавно переходящей в некоторые асимптотические зависимости. Сильно сжатое и нагретое вещество, когда $\varepsilon \gg E_s$, описывается квантово-статистической моделью с уравнением состояния

$$P = \beta r \varepsilon. \quad (5.33)$$

При $\varepsilon \sim E_s$ и сильном разряжении работает модель идеального газа

$$P = (\kappa - 1) r \varepsilon.$$

В области конденсированной фазы соотношение (5.30) переходит в уравнение типа Ми – Грюнайзена. Из соотношения на ударной адиабате (5.28) и уравнения состояния сильно сжатого вещества (5.33) получаем, что ударная адиабата уравнения состояния (5.30) имеет асимптоту

$$x_n = 1 + 2/\beta.$$

Модель расчета разрушений. При ударном и взрывном нагружении в хрупких и пластических материалах наблюдаются различные виды разрушений. Механизм разрушения зависит от свойств материала, скорости удара, формы ударника и относительных размеров ударника и мишени. Оно может произойти как под действием растягивающих напряжений (отрывное разрушение), так и за счет сдвиговых деформаций (сдвиговое разрушение). Хотя один из видов разрушения может быть доминирующим, чаще всего встречаются их комбинации. Поэтому для

получения адекватной картины процесса необходимо, чтобы модель поведения среды предусматривала реализацию обоих механизмов повреждения материала. Эта модель впервые предложена в работе [13], за истекшее десятилетие она не изменилась по своим основным положениям, внесены лишь незначительные детали.

С точки зрения математического моделирования проблема расчета разрушений имеет два аспекта. Первый связан с прогнозированием возможных областей повреждения материала, второй – с описанием поведения уже разрушенной или частично поврежденной среды. Данная модель используется для расчета процесса разрушения как пластичных, так и хрупких материалов. В отличие от пластичных сред в хрупких материалах процесс накопления повреждений происходит практически мгновенно. В предлагаемой модели расчета разрушений традиционно присутствует принцип раздельного описания шаровой и девиаторной части тензора напряжений. Это относится как к критериям (механизмам) повреждения среды, так и к поведению материала после его разрушения. Рассмотрим более конкретно основные элементы этой модели.

Для прогнозирования сдвиговых разрушений используется критерий, где мерой повреждения материала является удельная работа сдвиговых пластических деформаций A^p . При выполнении условия

$$A^p \geq A_*^p \quad (5.34)$$

материал считается разрушенным по типу сдвига, где A_*^p – критическое значение этой работы. Приращение A^p имеет место при каждом сносе компонент девиатора тензора напряжений на поверхность текучести Мизеса и определяется по формуле (5.9) и уравнению (5.14).

В качестве меры повреждения материала по типу отрыва используется величина относительного объема пор $\eta = (\alpha - 1)/\alpha$. После выполнения условия

$$\eta \geq \eta_* \quad (5.35)$$

материал считается разрушенным. Причем рост пор начинается, когда величина растягивающего напряжения достигает значения начальной прочности материала на разрыв, т.е. при условии

$$\sigma_p > \sigma_{0p}, \quad \sigma_{0p} = \frac{a_s}{\alpha_0} \ln \left[\frac{\alpha_0}{(\alpha_0 - 1)} \right], \quad (5.36)$$

где η_* – предельное значение относительного объема пор; $\sigma_p = -P$ –

шаровая часть растягивающего напряжения; σ_{0p} – начальная прочность материала на разрыв; a_s – константа, характеризующая прочность материала на разрыв; α_0 – начальная пористость материала.

Соотношение (5.36) для начальной прочности связывает между собой константы материала. Величина α_0 может быть определена либо экспериментально, либо из некоторых физических соображений. Параметр σ_{0p} хорошо соответствует откольной прочности материалов, значения которых приведены в работе [14]. Расчетный параметр a_s не имеет физического смысла, он вычисляется с помощью (5.36).

Следует отметить, что сдвиговые и отрывные разрушения сплошной среды не являются равнозначными как с механической точки зрения, так и с точки зрения их математического моделирования. Повреждение материала по типу сдвига является, как правило, первым этапом разрушения, за которым следует нарушение сплошности по типу отрыва уже подготовленной среды. Заключительным этапом расчета разрушений является реализация численного алгоритма разделения тела на откольные фрагменты – осколки.

Разрушение хрупких материалов имеет некоторые особенности. Процесс накопления повреждений здесь происходит практически мгновенно. Длительность этого процесса регулируется критическими параметрами η_* и A_*^p , которые имеют очень низкие значения по сравнению с аналогичными параметрами для пластичных материалов. Для хрупких материалов, таких как лед, керамика, гранит и т.д., преобладающим типом являются сдвиговые разрушения, которые распространяются практически вслед за ударной волной и охватывают значительные области ударно-нагруженного тела.

При достижении в некоторой точке материала критических значений относительного объема пор η_* или удельной работы сдвиговых пластических деформаций A_*^p прочностные характеристики σ_{sm} и a_s скачкообразно изменяются таким образом, что дальнейшее поведение материала моделируется средой, не способной сопротивляться растяжению, но воспринимающей сдвиговые и сжимающие нагрузки, т.е.

$$\sigma_{0p}^* = a_s^* = 0, \quad (5.37)$$

$$\sigma_{sm}^* = \min(k_s P, \sigma_{\max}^*) \text{ при } P \geq 0.$$

Первое условие в соотношениях (5.37) означает, что после разрушения материала увеличение его объема будет происходить только за счет роста пор. Выражение (5.18) превращается в тождество $P_c(\alpha) = 0$, а нижняя часть пороговой кривой на рис. 5.1 трансформируется в прямую линию $P = 0$.

Зависимости параметра σ_{sm} от давления (5.23) и (5.37) представлены на рис. 5.2. Отрезки (a, \bar{b}) и (\bar{b}, \bar{e}) соответствуют изменению σ_{sm} до разрушения материала, а отрезки (a^*, \bar{b}^*) и (\bar{b}^*, \bar{e}^*) – после разрушения. Ключевым моментом в условиях (5.37) является тот факт, что при расширении материала, т.е. при росте пор, его предел текучести тождественно равен нулю; а при сжатии параметр σ_{sm} возрастает до некоторого предельного значения.

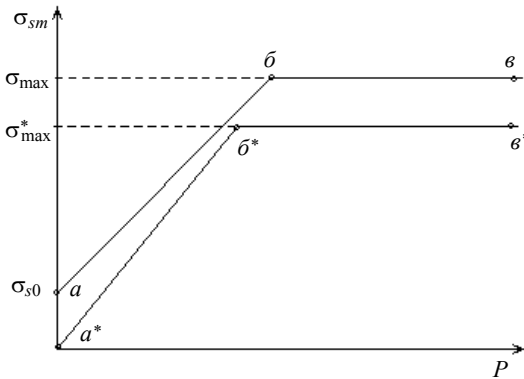


Рис. 5.2. Схема изменения параметра σ_{sm} в зависимости от давления

Все константы, используемые для численной реализации модели разрушения, приведены в табл. 5.3 и 5.4. Такие нестандартные материалы, как вода, песок, расплавленные тела, формально обладают свойствами разрушенных сред. Однако даже жидкие среды, как отмечается в работах [14, 15], имеют некоторую прочность на разрыв, например для воды она составляет $\sigma_{0p} = 0.04$ ГПа. Следовательно, рост пор в этих материалах будет происходить при некотором начальном уровне растягивающих напряжений, а величина параметра a_s не полагается равной нулю (см. табл. 5.4).

Таблица 5.3

Константы для модели разрушения металлов

Параметры	Сталь _м	Сталь _т	ВНЖ	Алюминий	Медь
μ_m , ГПа	78	81	140	28	46
σ_{\max} , ГПа	0.6	2.0	2.0	0.3	0.35
σ_{s0} , ГПа	0.3	0.5	1.0	0.1	0.15
k_s	0.20	0.25	0.25	0.2	0.2
α_0	1.0006	1.0006	1.0009	1.0002	1.0003
η_*	0.4	0.2	0.3	0.5	0.5
A_*^p , кДж/кг	50	125	80	30	40
σ_{\max}^* , ГПа	0.3	1.5	1.0	0.2	0.25
a_s , ГПа	0.45	0.60	0.70	0.15	0.20
σ_{0p} , ГПа	3.34	4.45	4.91	1.28	1.62

Примечание. Обозначения: Сталь_м – мягкая сталь; Сталь_т – твердая сталь ЭП637.

Таблица 5.4

Константы для модели разрушения

Параметры	SiC (керам.)	Al ₂ O ₃ (керам.)	B ₄ C (керам.)	SiO ₂ (гранит)	Песок, 10 %-H ₂ O	Вода
μ_m , ГПа	155	88	182	26	6.8	0
σ_{\max} , ГПа	5.0	6.1	11.0	1.5	0.1	0
σ_{s0} , (ГПа)	0.4	1.0	1.5	0.1	0	–
k_s	0.5	1.0	1.5	0.9	0.5	–
α_0	1.03	1.07	1.01	1.003	1.359	1.001
η_*	0.05	0.09	0.08	0.01	0.27	–
A_*^p , кДж/кг	0.5	2.5	5.0	1.0	–	–
σ_{\max}^* , ГПа	4.0	5.5	10.0	1.0	0.1	–
a_s , ГПа	0.04	0.04	0.40	0.07	0.001	0.006
σ_{0p} , ГПа	0.14	0.11	1.85	0.41	0.001	0.04
c_{0m} , км/с	7.71	6.63	9.63	3.69	1.95	1.5
c_{0m}^* , км/с	5.0	4.3	8.7	2.5	1.95	1.5

При расчете задач, связанных с ударным нагружением хрупких материалов, возникает необходимость введения дополнительного параметра, объемной скорости звука уже разрушенной среды. Это связано с тем, что в хрупких материалах фронт ударной волны совпадает с фронтом распространения сдвиговых разрушений, а скорость ударной волны D определяется параметрами уже разрушенной среды. Анализ экспериментальных данных для $(D-u)$ -диаграмм – $D = c_{0m} + \lambda u$ – показал, что объемная скорость звука c_{0m} для хрупких материалов терпит разрыв на фронте ударной волны. Это подтверждается экспериментальными данными работы [16], где анализируется 2-волновая структура распространения сжимающих напряжений по керамическим материалам. Здесь также имеет место почти линейная зависимость скорости ударной волны D от массовой скорости u : $D = c_{0m}^* + \lambda u$. Однако величина c_{0m}^* значительно отличается от величины c_{0m} для исходного материала (см. табл. 5.4).

Дополнительным средством моделирования поведения разрушенного тела является реализация алгоритма фрагментации. Без этого алгоритма не может быть решена ни одна прикладная задача о пробитии преграды. Смысл алгоритма заключается в следующем. В некоторых областях полностью разрушенного материала, где выполнено условие отрывного разрушения (5.35), вводятся новые поверхности, разделяющие тело на отдельные фрагменты. Эти фрагменты, как правило, перемещаются (разлетаются) с заведомо различной средней скоростью. Например, при пробитии тонкого экрана всегда возникает необходимость введения поверхности, отделяющей пробитую часть преграды от непробитой части. Численные исследования подобных задач показали, что разрушение экрана в зоне отделения «пробки» состоит из следующих этапов: разрушения по типу сдвига; реализация условий (5.37); разрушения по типу отрыва; реализация алгоритма фрагментации. Аналогичная картина наблюдается на заключительной стадии пробития более толстых преград удлиненными цилиндрическими ударниками.

Следует отметить, что алгоритм фрагментации по существу является расчетным элементом модели разрушения. Отделившиеся фрагменты по своей форме и размерам не всегда совпадают с реальными осколками. Геометрически они представляют собой тела вращения – кольца переменного диаметра. Такие кольца разрушенного или расплавленного материала деформируются без заметных внутренних напряжений, толь-

ко за счет роста пор. Они хорошо имитируют разлет распыляющейся среды, устраняя нефизичные деформации, присущие нефрагментированному осколочному облаку.

Методика расчета параметров детонационной волны. При описании поведения взрывчатого вещества (ВВ) в зоне детонации используется методика расчета стационарной детонационной волны, модифицированная для эйлеровых пространственных переменных. Детонационная волна обладает более сложной структурой по сравнению с ударной волной. Здесь дополнительно присутствует зона химической реакции, переходящая в зону продуктов детонации (ПД). За счет удельной энергии взрывчатого превращения, которая, как правило, является константой конкретного ВВ, поддерживается стационарный характер процесса детонации. Для описания этого процесса достаточно сопоставить состояние исходного ВВ и конечных продуктов детонации. Параметры продуктов детонации за зоной химической реакции и скорость распространения детонационной волны являются постоянными величинами. Сама зона реакции может не рассматриваться.

По известной скорости детонационной волны D_H и расстоянию от точки инициирования H определяется время прихода детонационной волны в рассматриваемую точку ВВ. Вводится величина f – степень превращения, которая полагается равной нулю в области перед фронтом детонации и равной единице в области полностью прореагировавшего ВВ:

$$f = \begin{cases} 0, & \text{если } t < t_D; \\ f_c, & \text{если } t \geq t_D \cap f_c < 1; \\ 1, & \text{если } f_c \geq 1, \end{cases}$$

$$t_D = \frac{H}{D_H}, \quad f_c = \frac{D_H(t - t_D)}{2.5 \min(\Delta r, \Delta z)}.$$

Давление на фронте детонационной волны $0 < f < 1$ задается в виде $P = P_H f$, а все остальные параметры вычисляются из соотношений Гюгонио

$$u_n = \frac{P}{\rho_{00} D_H}, \quad \rho = \frac{\rho_{00} D_H}{D_H - u_n}, \quad \varepsilon = \frac{P}{2} \left(\frac{1}{\rho_{00}} - \frac{1}{\rho} \right) + Q_H,$$

где P_H – давление в точке Чепмена – Жуге; ρ_{00} – начальная плотность ВВ; Q_H – удельная энергия взрывчатого превращения; u_n – нормальная составляющая массовой скорости на фронте детонации.

Идея о введении расчетной степени превращения f на фронте детонационной волны взята из работы Уилкинса [6]. Однако численная реализация алгоритма Уилкинса оказалась непригодной для прикладных расчетов, особенно в случае эйлеровых пространственных переменных, так как в методике [6] реализация энергии взрывчатого превращения Q_H осуществляется лишь через внутреннюю энергию, а давление на пике детонационной волны не достигает нужного значения P_H .

Предлагаемый способ расчета детонации дает возможность на незначительном числе расчетных точек (10...15) получать нужное давление и все остальные параметры стационарной детонационной волны, соответствующие параметрам Чепмена – Жуге. Впервые эта методика была предложена в работе [3], позднее она была апробирована на решениях прикладных задач о формировании кумулятивных элементов (ударников и кумулятивных струй) из конических облицовок под действием продуктов детонации [17].

Вторая часть методики расчета заключается в задании уравнения состояния ПД, которое необходимо для расчета процесса разлета продуктов взрыва за фронтом детонационной волны. Трудность заключается в том, что уравнение состояния ПД должно описывать диапазон давлений газа от значения в точке Чепмена – Жуге до нуля (разлет в пустоту). Для каждого ВВ чаще всего необходимо строить свое уравнение состояния. Наиболее приемлемым типом уравнений состояния ПД являются уравнения в форме Ми – Грюнайзена. В работе [15] предлагается способ построения этих уравнений состояния. Базовой точкой, как правило, служат параметры в точке Чепмена – Жуге. В качестве взрывчатого вещества взят пентолит – смесь тротила с тэном 50/50, уравнение состояния которого имеет вид [15]

$$P = \Gamma_0 \rho \varepsilon + A_0 \rho^4 + C_0 \exp(-6/\rho), \quad (5.38)$$

где Γ_0 , A_0 , C_0 – константы уравнения состояния.

Таблица 5.5

Константы для уравнения состояния взрывчатого вещества

ρ_{00} , г/см ³	D_H , см/мкс	P_H , Мбар	Q_H , (см/мкс) ²	Γ_0	A_0	C_0
1.65	0.7655	0.2452	0.0536	0.35	0.002164	2.0755

Параметры детонационной волны и константы уравнения состояния приведены в расчетной согласованной системе единиц. Эта же система единиц используется в программном комплексе IMPACT [18] при непосредственных вычислениях.

Типы начальных и граничных условий. Решение прикладной задачи предполагает решение замкнутой системы уравнений при наличии начальных и граничных условий. Начальные условия реализуются во всей расчетной области для всех искомых функций либо перед началом решения задачи $t = 0$, либо перед началом ее очередного этапа, например, перед началом взаимодействия осколочного потока с очередным элементом разнесенной преграды. Граничные условия реализуются на всем временном интервале решения задачи, но только на определенных границах: на свободных и контактных поверхностях, на оси симметрии и т.д. Типы начальных и граничных условий зависят от физической постановки задачи. Рассмотрим некоторые из этих условий.

Перед началом решения некоторой задачи ударного или взрывного взаимодействия предполагается, что взаимодействующие тела находятся в ненапряженном и недеформированном состоянии, но могут иметь различную начальную скорость, плотность и пористость. Такие начальные условия записываются в виде

$$\begin{aligned} \rho(r, z, 0) &= \rho_{0k}; \quad \alpha(r, z, 0) = \alpha_{0k}; \\ u_r(r, z, 0) &= \varepsilon(r, z, 0) = A_p(r, z, 0) = 0; \\ \sigma_{rr}(r, z, 0) &= \sigma_{zz}(r, z, 0) = \sigma_{rz}(r, z, 0) = 0; \\ u_z(r, z, 0) &= V_{0k}, \end{aligned} \quad (5.39)$$

где k – номер взаимодействующего тела; V_{0k} – начальная скорость тела с номером k ; $\rho_{0k} = (\rho_{0m} / \alpha_0)_k$ – начальная плотность; α_{0k} – начальная пористость.

При решении модельных задач о формировании кумулятивных элементов начальные условия (5.39) несколько видоизменяются. В п. 5.6 анализируются решения задач, когда исходные начальные данные задаются для двух взаимодействующих тел – заряда ВВ и металлической облицовки. Оба тела имеют нулевую начальную скорость.

Перед началом решения очередного этапа задачи часть начальных условий берется из решения предыдущего этапа, а параметры новых конструкций (преград) задаются в соответствии с условиями (5.39). Принцип поэтапного решения задачи означает, что не все взаимодейст-

вующие тела одновременно участвуют в расчете. Например, после пробития некоторого элемента разнесенной конструкции часть взаимодействующих тел может быть удалена из текущего расчета. Если исследуются параметры осколочного потока, то периферийные остатки пробитой преграды удаляются из расчета и, наоборот, при изучении поведения пробитой преграды удаляются фрагменты осколочного потока.

Основными типами граничных условий являются условия на подвижных поверхностях. Условия на свободных поверхностях означают, что здесь отсутствуют внешние нагрузки, т.е.

$$\sigma_{nn}(r, z, t) = \sigma_{n\tau}(r, z, t) = 0. \quad (5.40)$$

Индекс « n » соответствует проекции вектора напряжений σ_n на внешнюю нормаль, « τ » – на направление касательной к контуру.

Условия на контактных поверхностях имеют вид

$$[u_n(r, z, t)] = [\sigma_{nn}(r, z, t)] = [\sigma_{n\tau}(r, z, t)] = 0, \quad (5.41)$$

где квадратные скобки означают скачок заключенной в них величины при переходе через границы контакта, т.е. параметры в условиях (5.41) не терпят разрыв на контактных поверхностях.

В зависимости от физической постановки задачи реализуются различные варианты условий (5.41). Наиболее типичным является условие взаимного скольжения контактирующих тел без трения и сцепления, т.е.

$$\sigma_{n\tau}(r, z, t) = 0, \quad \sigma_{nn}(r, z, t) \leq 0. \quad (5.42)$$

Условия (5.42) означают, что в данном варианте контакта могут иметь место только сжимающие напряжения, а при условии $\sigma_{nn} = 0$ контактные границы трансформируются в свободные поверхности. В алгоритмах расчета предусмотрен и обратный переход. При сближении двух свободных поверхностей и при наличии между ними нормальных сжимающих напряжений $\sigma_{nn} < 0$ они становятся контактными.

Граничные условия на оси симметрии отражают факт осесимметричности решаемых задач и имеют вид

$$u_r = S_{rz} = 0, \quad \frac{\partial f}{\partial r} = 0, \quad (5.43)$$

где f является одной из функций $f = (\rho, u_z, E, S_r, S_z, A_p, \alpha)$. Численная реализация условий симметрии для интегральных законов сохранения и дифференциальных уравнений приведена в п. 5.2.

Основным условием на твердых стенках является то, что здесь отсутствует переток среды в нормальном направлении

$$u_n(r, z, t) = 0. \quad (5.44)$$

Граничное условие (5.44) обычно реализуется на боковых поверхностях преград. Оно иногда усиливается условием жесткого крепления боковых поверхностей:

$$u_t(r, z, t) = 0. \quad (5.45)$$

Для задания остальных искомым функций f , не включенных в условия (5.44) и (5.45), предполагается, что твердая стенка является симметричным «зеркальным» отображением этих функций. Например, на твердой стенке, параллельной оси z , должно удовлетворяться условие симметрии $\partial f / \partial r = 0$.

Очень важными, с точки зрения практического использования, являются граничные условия свободного перетока материала через границы расчетной области. Такие условия применяются для полубесконечных преград, для разлетающихся продуктов детонации и т.д. Эти условия, хотя они не имеют строгого теоретического обоснования, в практических расчетах работают вполне удовлетворительно и имеют вид

$$\frac{\partial f}{\partial r} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial f}{\partial z} = 0$$

в зависимости от направления границы свободного перетока. Численные расчеты показали, что волна сжатия или растяжения, проходя через эту границу, не отражается от нее в виде каких-либо возмущений.

5.2. Методика расчета быстропротекающих процессов в эйлеровых пространственных переменных

Численное решение прикладных задач осуществляется с помощью эйлеровой методики расчета [3], основанной на консервативной конечно-разностной схеме Мак-Кормака и методе маркеров. Численная схема является 2-шаговой типа «предиктор – корректор», имеет второй порядок точности относительно шагов по пространству и времени. Характерная особенность этой схемы – аппроксимация пространственных производных нецентральными разностными операторами. Искомые функции вычисляются только в узлах расчетной сетки. Маркеры как безмассовые лагранжевые частицы используются во многих эйлеровых

методиках расчета для слежения за подвижными границами расчетных областей. В данной методике маркерами обозначаются контуры взаимодействующих тел, а впоследствии (после фрагментации) и контуры фрагментов этих тел.

Численный расчет интегральных законов сохранения. При записи конечно-разностного аналога законов сохранения (5.1) в области (r, z) задается неподвижная расчетная сетка с узлами $r_i = i \cdot \Delta r$ и $z_j = j \cdot \Delta z$, $i = 0, 1, 2, \dots, I_k$, $j = 0, 1, 2, \dots, J_k$, где I_k – число узлов по оси r ; J_k – число узлов по оси z .

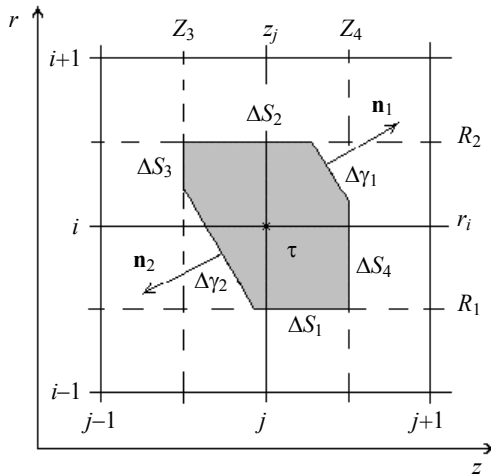


Рис. 5.3. Схема граничной расчетной ячейки

По границам расчетной области каждого из взаимодействующих тел вводятся граничные ячейки переменного объема и массы, которые в общем случае имеют неподвижные ΔS_k и подвижные $\Delta \gamma_k$ поверхности. Внутренние ячейки расчетной области имеют постоянный объем и ограничены только неподвижными поверхностями. Для некоторой произвольной ячейки объема τ , представленной на рис. 5.3, конечно-разностный аналог законов сохранения (5.1) записывается в виде

$$\frac{\Delta(U\tau)}{\Delta t} + \sum_{k=1}^4 F_k \Delta S_k + \sum_{k=1}^m F_k \Delta \gamma_k + H\tau = 0, \tag{5.46}$$

где F_k – проекции векторных компонент матрицы \mathbf{F} на внешние нормали подвижных и неподвижных поверхностей ячейки; m – число подвижных поверхностей, ограничивающих объем τ . Подвижные поверхности $\Delta\gamma_k$ перемещаются вместе со средой, а через границы ΔS_k происходит переток материала. Так как переток массы через подвижные границы (свободные или контактные) отсутствует, то величина F_k здесь принимает достаточно простой вид

$$F_k = \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma_{nr} \\ \sigma_{nz} \\ (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{u})_k \end{pmatrix}; \quad \begin{aligned} \sigma_{nr} &= \sigma_{nn} \sin \beta + \sigma_{n\tau} \cos \beta; \\ \sigma_{nz} &= \sigma_{nn} \cos \beta - \sigma_{n\tau} \sin \beta; \\ (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{u}) &= \sigma_{nn} u_n + \sigma_{n\tau} u_\tau; \\ \beta &= (n, z). \end{aligned} \quad (5.47)$$

На свободных поверхностях все компоненты матрицы F_k нулевые, а на контактных они вычисляются путем интерполяции по соседним узлам обоих контактирующих материалов, так как элементы матрицы F_k здесь не терпят разрыв. Запись соотношений (5.46) при явном выделении членов, относящихся к подвижным поверхностям, позволит проводить расчет параметров течения сплошной среды, как во внутренних, так и в граничных узлах расчетной сетки, с удовлетворением законов сохранения и соответствующих граничных условий.

Все поверхности граничной ячейки в плоскости симметрии аппроксимируются отрезками прямых линий (см. рис. 5.3), причем предусмотрен вариант, когда подвижная граница задается в виде ломаной кривой. Тогда площади этих поверхностей и объем ячейки вычисляются следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta S_1 &= 2\pi R_1 \Delta Z_1; & \Delta S_2 &= 2\pi R_2 \Delta Z_2; \\ \Delta S_3 &= 2\pi R_3 \Delta R_3; & \Delta S_4 &= 2\pi R_4 \Delta R_4; \\ \Delta \gamma_k &= 2\pi (R_{cp} \Delta L)_k; & \tau &= 2\pi R_c C, \end{aligned} \quad (5.48)$$

где R_k ($k=1,2,3,4$) – координата r середины отрезка, задающего неподвижную границу ячейки ΔS_k ; ΔR_k или ΔZ_k – длина этого отрезка (в зависимости от его расположения); ΔL_k – длина отрезка подвижной границы $\Delta \gamma_k$; $(R_{cp})_k$ – координата середины отрезка ΔZ_k ; R_c – координата центра массы ячейки τ ; C – площадь ячейки в плоскости симметрии.

Вычисление объема ячейки на каждом шаге по времени осуществляется с помощью соотношений

$$\frac{\Delta(\tau)}{\Delta t} = \sum_{k=1}^m (u_n)_k \Delta\gamma_k, \quad u_n = u_r \sin \beta + u_z \cos \beta. \quad (5.49)$$

Если в ячейке нет подвижных границ, то уравнения (5.46) становятся уравнениями для внутренних узлов эйлеровой расчетной сетки. Расчетная ячейка сохраняет свой постоянный объем, а масса ячейки изменяется только за счет перетока среды через ее неподвижные границы. Для внутренней ячейки, соответствующей расчетному узлу (i, j) , площади неподвижных поверхностей представляются в виде

$$\begin{aligned} \Delta S_1 &= 2\pi\Delta z \frac{r_i - \Delta r}{2}; & \Delta S_2 &= 2\pi\Delta z \frac{r_i + \Delta r}{2}; \\ \Delta S_3 &= \Delta S_4 = 2\pi r_i \Delta r; & \tau &= 2\pi r_i \Delta r \Delta z. \end{aligned} \quad (5.50)$$

Применив численную схему Мак-Кормака к соотношениям (5.46), получаем основные рабочие уравнения для расчета законов сохранения.

На этапе «предиктор»:

$$\begin{aligned} (\widehat{U}\tau)_{i,j}^{n+1} &= (U\tau)_{i,j}^n - \Delta t \left[(F_r \Delta S_2)_{i,j}^n - (F_r \Delta S_1)_{i-1,j}^n \right] - \\ &- \Delta t \left[(F_z \Delta S_4)_{i,j}^n - (F_z \Delta S_3)_{i,j-1}^n + \sum_{k=1}^m (F_k \Delta \gamma_k)_{i,j}^n + (H\tau)_{i,j}^n \right]. \end{aligned} \quad (5.51)$$

На этапе «корректор»:

$$\begin{aligned} (U\tau)_{i,j}^{n+1} &= \frac{1}{2} \left[(U\tau)_{i,j}^n + (\widehat{U}\tau)_{i,j}^{n+1} \right] - \frac{\Delta t}{2} \left[(\widehat{F}_r \Delta S_2)_{i+1,j}^{n+1} - (\widehat{F}_r \Delta S_1)_{i,j}^{n+1} \right] - \\ &- \frac{\Delta t}{2} \left[(\widehat{F}_z \Delta S_4)_{i,j+1}^{n+1} - (\widehat{F}_z \Delta S_3)_{i,j}^{n+1} + \sum_{k=1}^m (\widehat{F}_k \Delta \gamma_k)_{i,j}^{n+1} + (\widehat{H}\tau)_{i,j}^{n+1} \right]. \end{aligned} \quad (5.52)$$

Здесь F_r , F_z – проекции векторных компонент матрицы \mathbf{F} на оси r и z соответственно.

При решении задач в осесимметричной постановке особое внимание следует уделять расчету параметров на оси симметрии, где система конечно-разностных уравнений (5.51) и (5.52) должна быть несколько видоизменена. На оси симметрии расчетные ячейки имеют форму сплошных цилиндров, а не полых, как во всей остальной области решения. В радиальном направлении здесь имеет место не переток материала че-

рез боковые поверхности полых цилиндров, а лишь одностороннее «втекание» или «вытекание», что следует из условий симметрии (5.43):

$$u_r = \sigma_{rz} = S_{rz} = 0, \quad \frac{\partial f}{\partial r} = 0, \quad (5.53)$$

где f является одной из функций $f = (\rho, u_z, E, S_r, S_z, A_p, \alpha)$.

При записи конечно-разностных уравнений на оси симметрии необходимо задавать в них радиальную потоковую компоненту F_r таким образом, чтобы законы сохранения выполнялись в любом контрольном объеме, включающем ось симметрии. Обозначив этот неизвестный потоковый элемент через $(F_r)_x^n$, вычислим изменение величины

$$K^n = \sum_{i=0}^I (U\tau)_{i,j}^n$$

за шаг по времени Δt на этапе «предиктор». Для простоты вычислений будем рассматривать одномерный случай, когда $F_z = \text{const}$, и исключим из рассмотрения второе уравнение системы (5.51), так как на оси симметрии оно обращается в тождество ($u_r = 0$). Просуммировав уравнения (5.51) по индексу $i = 0, \dots, I$, получаем

$$(F_r)_x^n = (F_r)_{0,j}^n = 0. \quad (5.54)$$

Проведя аналогичную операцию на этапе «корректор», получаем

$$(\widehat{F}_r)_x^{n+1} = (\widehat{F}_r)_{1,j}^{n+1}. \quad (5.55)$$

С учетом условий (5.54) и (5.55) конечно-разностные уравнения (5.51) и (5.52) во внутренних узлах расчетной сетки запишутся в следующем виде.

На этапе «предиктор»:

$$(\widehat{U}\widehat{\tau})_{0,j}^{n+1} = (U\tau)_{0,j}^n - \Delta t \left[(F_z \Delta S_4)_{0,j}^n - (F_z \Delta S_3)_{0,j-1}^n \right]. \quad (5.56)$$

На этапе «корректор»:

$$\begin{aligned} (U\tau)_{0,j}^{n+1} = & \frac{1}{2} \left[(U\tau)_{0,j}^n + (\widehat{U}\widehat{\tau})_{0,j}^{n+1} \right] - \frac{\Delta t}{2} (\widehat{F}_r \Delta S_2)_{1,j}^{n+1} - \\ & - \frac{\Delta t}{2} \left[(\widehat{F}_z \Delta S_4)_{0,j+1}^{n+1} - (\widehat{F}_z \Delta S_3)_{0,j}^{n+1} \right]. \end{aligned} \quad (5.57)$$

На оси симметрии расчетные ячейки имеют форму цилиндров радиуса $\Delta r/2$. Объемы и площади соответствующих поверхностей этих ячеек записываются как

$$\Delta S_2 = \pi \Delta r \Delta z, \quad \Delta S_3 = \Delta S_4 = \pi \Delta r^2 / 4, \quad \tau = \pi \Delta r^2 \Delta z / 4.$$

Тогда дифференциальная запись уравнений (5.56) и (5.57) на оси симметрии будет иметь вид

$$\begin{aligned} (\bar{U})_{0,j}^{n+1} &= (U)_{0,j}^n - \Delta t \frac{(F_z)_{0,j}^n - (F_z)_{0,j-1}^n}{\Delta z}, \\ (U)_{0,j}^{n+1} &= \frac{1}{2} \left[(U)_{0,j}^n + (\bar{U})_{0,j}^{n+1} \right] - \frac{\Delta t}{2} \left[\frac{4(\bar{F}_r)_{1,j}^{n+1}}{\Delta r} + \frac{(\bar{F}_z)_{0,j+1}^{n+1} - (\bar{F}_z)_{0,j}^{n+1}}{\Delta z} \right]. \end{aligned}$$

Следует отметить, что правильность записи конечно-разностных уравнений на оси симметрии имеет очень большое значение. Причем уравнения должны записываться особо для каждой конкретной численной схемы. Неточность записи приводит к постепенному накапливанию погрешности в решении задачи.

Расчет определяющих соотношений. В отличие от системы уравнений (5.1) законов сохранения определяющие соотношения (5.13) не могут быть записаны в интегральном виде. Для их численной реализации используется дифференциальный вариант схемы Мак-Кормака. Конечно-разностный аналог системы уравнений (5.13) на примере величины S_r записывается следующим образом.

На этапе «предиктор»:

$$\begin{aligned} (\bar{S}_r)_{i,j}^{n+1} &= (S_r)_{i,j}^n - \Delta t \left\{ \Delta_r^- (S_r u_r)_{i,j}^n + \Delta_z^- (S_r u_z)_{i,j}^n - \right. \\ &- (S_r)_{i,j}^n \left[\Delta_r^- (u_r)_{i,j}^n + \Delta_z^- (u_z)_{i,j}^n \right] - 2(S_{rz})_{i,j}^n \left[\Delta_z^- (u_r)_{i,j}^n - \right. \\ &\left. \left. - \Delta_r^- (u_z)_{i,j}^n \right] - 2\mu \Delta_r^- (u_r)_{i,j}^n + \frac{2\mu}{3} \left[\frac{\Delta_r^- (u_r r)_{i,j}^n}{r_i} + \Delta_z^- (u_z)_{i,j}^n \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5.58)$$

На этапе «корректор»:

$$\begin{aligned} (S_r)_{i,j}^{n+1} &= \frac{1}{2} \left[(S_r)_{i,j}^n + (\bar{S}_r)_{i,j}^{n+1} \right] - \frac{\Delta t}{2} \left\{ \Delta_r^+ (\bar{S}_r \bar{u}_r)_{i,j}^{n+1} + \right. \\ &\left. + \Delta_z^+ (\bar{S}_r \bar{u}_z)_{i,j}^{n+1} - (\bar{S}_r)_{i,j}^{n+1} \left[\Delta_r^+ (\bar{u}_r)_{i,j}^{n+1} + \Delta_z^+ (\bar{u}_z)_{i,j}^{n+1} \right] - \right. \end{aligned}$$

$$-2(\widehat{S}_{rz})_{i,j}^{n+1} \left[\Delta_z^+ (\widehat{u}_r)_{i,j}^{n+1} - \Delta_r^+ (\widehat{u}_z)_{i,j}^{n+1} \right] - \\ - 2\mu \Delta_r^+ (\widehat{u}_r)_{i,j}^{n+1} + \frac{2\mu}{3} \left[\frac{\Delta_r^+ (\widehat{u}_r r)_{i,j}^{n+1}}{r_i} + \Delta_z^+ (\widehat{u}_z)_{i,j}^{n+1} \right]; \quad (5.59)$$

$$\Delta_r^- (f)_{i,j}^n = \frac{f_{i,j}^n - f_{i-1,j}^n}{\Delta r}, \quad \Delta_z^- (f)_{i,j}^n = \frac{f_{i,j}^n - f_{i,j-1}^n}{\Delta z}, \\ \Delta_r^+ (f)_{i,j}^n = \frac{f_{i+1,j}^n - f_{i,j}^n}{\Delta r}, \quad \Delta_z^+ (f)_{i,j}^n = \frac{f_{i,j+1}^n - f_{i,j}^n}{\Delta z}. \quad (5.60)$$

Здесь f – некоторая совокупность параметров, к которым применен оператор Δ . Аналогичным образом записываются конечно-разностные уравнения для компонент S_z , S_{rz} , а также для величин A_p и α (уравнения конвективного переноса).

Дифференциальный вариант схемы Мак-Кормака привязан только к узлам расчетной сетки вне зависимости от их расположения. Если узел расположен на границе расчетной области, то значения параметров в недостающих соседних узлах задаются путем экстраполяции. Расчетная практика показала, что наиболее приемлемым видом экстраполяции является простой перенос параметров из текущего граничного узла в недостающую расчетную точку.

При записи конечно-разностных уравнений для расчета параметров S_r , S_z , A_p , α на оси симметрии вывод, изложенный для уравнений (5.56) и (5.57), неприемлем, так как интегральные законы сохранения здесь не выполняются. Уравнения на оси симметрии записываются по аналогии с соотношениями (5.58) и (5.59), но с учетом условий симметрии (5.53), которые означают, что

$$(u_r)_{0,j}^n = 0, \quad (u_r)_{-1,j}^n = -(u_r)_{1,j}^n. \quad (5.61)$$

Тогда соотношения (5.60) на оси симметрии запишутся в виде

$$\Delta_r^- (f)_{0,j}^n = \frac{f_{1,j}^n}{\Delta r}, \quad \Delta_r^+ (\widehat{f})_{0,j}^{n+1} = \frac{\widehat{f}_{1,j}^{n+1}}{\Delta r}, \quad (5.62)$$

где $f = (u_r, S_r u_r, S_z u_r, A_p u_r, \alpha u_r)$.

Кроме того, на оси симметрии справедливо следующее преобразование:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(u_r r)}{\partial r} = \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_r}{\partial r} = \frac{2\partial u_r}{\partial r}. \quad (5.63)$$

Окончательно уравнения на оси симметрии записываются из общих уравнений вида (5.58) и (5.59) с учетом соотношений (5.61) – (5.63).

Конечно-разностные уравнения (5.58) и (5.59) на примере расчета компоненты S_r реализуются при условии $\lambda = 0$ (см. систему уравнений (5.13)). Если после вычисления величин S_r , S_z , S_{rz} по схеме Мак-Кормака имеет место неравенство

$$S_r^2 + S_z^2 + S_{rz}^2 + S_r S_z > \frac{\sigma_s^2}{3},$$

то эти компоненты напряжений корректируются с помощью соотношения (5.6) с одновременным вычислением величины ΔA_p по формуле (5.9). Последним этапом расчетов на текущем шаге по времени является реализация алгоритма вычисления давления и пористости по схеме, приведенной на рис. 5.1. Эта процедура сводится к решению уравнения (5.19), например методом половинного деления области определения пористости.

Схема Мак-Кормака обладает неявной искусственной вязкостью, т.е. способна сглаживать скачки параметров течения на фронте ударной волны. Однако при решении некоторых задач в зонах «застойного» течения, когда градиенты массовой скорости невелики, возникает нелинейная неустойчивость, которая выражается в «пилообразном» характере изменения параметров течения от одной расчетной точки к другой. Для устранения этого эффекта к вновь вычисленным значениям параметров f^{n+1} добавляются сглаживающие соотношения, выполняющие функцию явной искусственной вязкости. Эти соотношения также снижают всплески параметров за ударными переходами:

$$Q_{i,j}^n = c_r \left\{ \text{abs} \left[\Delta_r^+ (u_r)_{i,j}^n \right] \Delta_r^+ f_{i,j}^n - \text{abs} \left[\Delta_r^- (u_r)_{i,j}^n \right] \Delta_r^- f_{i,j}^n \right\} + c_z \left\{ \text{abs} \left[\Delta_z^+ (u_z)_{i,j}^n \right] \Delta_z^+ f_{i,j}^n - \text{abs} \left[\Delta_z^- (u_z)_{i,j}^n \right] \Delta_z^- f_{i,j}^n \right\}, \quad (5.64)$$

где $c_r = c_b \Delta t / \Delta r$; $c_z = c_b \Delta t / \Delta z$; $f = (\rho, \rho u_r, \rho u_z, E, S_r, S_z, S_{rz}, A_p, \alpha)$; $c_b = 2.0 \div 4.0$ – коэффициент искусственной вязкости.

Вторым условием обеспечения устойчивости расчетов является ограничение, накладываемое на шаг по времени. Исходя из условия Куранта, шаг по времени для внутренних узлов расчетной сетки должен удовлетворять неравенству

$$\Delta t_1 \leq K_t \frac{\min(\Delta r, \Delta z)}{\sqrt{u_r^2 + u_z^2} + a}, \quad a = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_\varepsilon + \frac{P}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial \varepsilon}\right)_\rho + \frac{4\mu}{3\rho}},$$

a – скорость звука в упругопластическом материале; $K_t = 0.5 \dots 0.7$ – некоторый коэффициент запаса устойчивости.

Для граничных ячеек должно выполняться условие

$$\Delta t_2 \leq \frac{1}{4} \min\left(\frac{\Delta r}{u_r}, \frac{\Delta z}{u_z}\right),$$

т.е. подвижные границы должны проходить расстояние между расчетными узлами не менее чем за четыре шага по времени. Окончательный шаг по времени определяется как

$$\Delta t = \min(\Delta t_1, \Delta t_2). \quad (5.65)$$

Условие устойчивости (5.65), используемое при выполнении практических расчетов, достаточно эффективно контролирует правильность работы алгоритмов программы. Если шаг по времени Δt начинает резко падать, то это означает, что программа работает неправильно.

Расчет подвижных границ. Как уже упоминалось выше, слежение за подвижными границами осуществляется с помощью лагранжевых частиц-маркеров, которые определяют контуры каждого из взаимодействующих тел. Маркеры перемещаются вместе со средой по эйлеровой расчетной сетке. В расчетной части программного комплекса «ИМРАСТ» [18] маркеры задаются с помощью двух массивов своих текущих координат R_m , Z_m . Нумерация координат маркеров в этих массивах осуществляется таким образом, чтобы обход внешних контуров взаимодействующих тел осуществлялся по часовой стрелке, а внутренних – в обратном направлении (для тел, имеющих внутренние полости). Расстояние между маркерами DSm постоянно поддерживается на уровне среднего значения $d = \min(\Delta r, \Delta z)/3$, т.е. всегда выполняется неравенство $0.5d < DSm < 1.5d$.

Каждому маркеру с номером i кроме текущих координат Rm_i и Zm_i сопутствует некоторое направление обхода контура, задаваемое углом β . Этот угол определяет направление внешней нормали в текущей точке контура тела по отношению к оси z эйлеровой системы отсчета неподвижной цилиндрической системы координат. Схема определения компонент единичного вектора нормали \mathbf{n} изображена на рис. 5.4, и вычисляются они из следующих соотношений:

$$\begin{aligned}\sin(\beta) &= (Zm_{i+1} - Zm_{i-1}) / DSm_i; \\ \cos(\beta) &= (Rm_{i-1} - Rm_{i+1}) / DSm_i,\end{aligned}\quad (5.66)$$

где DSm_i – расстояние между точками (маркерами) M_{i-1} и M_{i+1} . Точка M_i может находиться не на отрезке $M_{i-1}M_{i+1}$, но это не меняет смысл дальнейших вычислений.

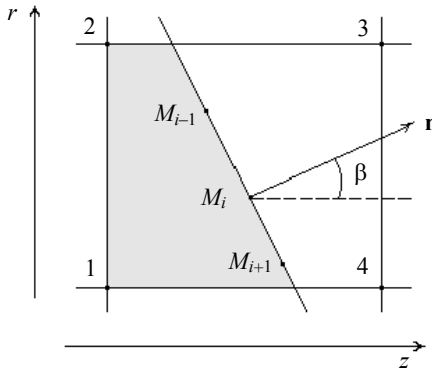


Рис. 5.4. Схема определения направления вектора \mathbf{n}

Следующим этапом алгоритма является определение скоростей маркеров, которые вычисляются таким образом, чтобы, с одной стороны, исключить пересечение контактирующих контуров тел в нормальном направлении, а с другой – обеспечить их взаимное скольжение в направлении касательной. Это достигается путем перехода в каждой точке границы к локальным компонентам u_n и u_τ массовой скорости \mathbf{u} . Здесь u_n – нормальная составляющая массовой скорости в точке подвижной границы; u_τ – касательная составляющая.

Общая схема интерполяции компонент массовой скорости или других параметров течения представлена на рис. 5.5. Величина этих параметров определяется по формуле

$$f_m = \left(\sum_{k=1}^4 f_k B_k \right) / \left(\sum_{k=1}^4 B_k \right), \quad (5.67)$$

где $f_k = (u_r, u_z, \sigma_{rr}, \sigma_{zz}, \sigma_{rz})_k$ – один из параметров течения в четырех соседних узлах расчетной сетки; B_k – площади соответствующих прямоугольников (см. рис. 5.5), являющихся весовыми коэффициентами интерполяции; $k = 1..4$ – номера узловых расчетных точек, используемых при интерполяции. Схема интерполяции, изображенная на рис. 5.5, используется не только для вычисления скоростей маркеров, но и других величин, таких как σ_{nn}, σ_{nt} .

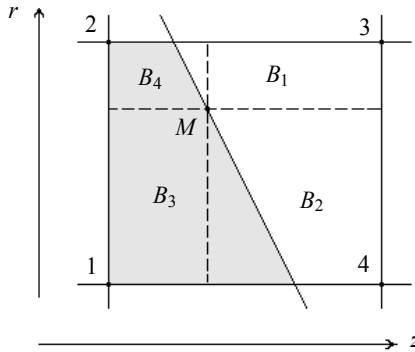


Рис. 5.5. Схема интерполяции по узлам расчетной сетки

Первый случай. Рассматривается вычисление скоростей $(u_r)_m, (u_z)_m$ в точке M , когда эта точка (маркер) находится в контакте с соседним материалом, а между материалами реализуется условие скольжения. Первый этап интерполяции осуществляется по всем четырем узлам расчетной сетки:

$$(u_r)_{m1} = \left(\sum_{k=1}^4 (u_r)_k B_k \right) / \left(\sum_{k=1}^4 B_k \right);$$

$$(u_z)_{m1} = \left(\sum_{k=1}^4 (u_z)_k B_k \right) / \left(\sum_{k=1}^4 B_k \right),$$

затем интерполяция повторяется, но только по двум узлам рассматриваемого материала, т.е. при условии $B_3 = B_4 = 0$. В результате повторной интерполяции вычисляются новые значения $(u_r)_{m2}$ и $(u_z)_{m2}$. Далее осуществляется переход к нормальной и касательной скорости по формулам

$$\begin{aligned} u_n &= (u_r)_{m1} \sin \beta + (u_z)_{m1} \cos \beta; \\ u_\tau &= (u_r)_{m2} \cos \beta - (u_z)_{m2} \sin \beta, \end{aligned}$$

и, сделав обратный переход, окончательно получаем

$$\begin{aligned} (u_r)_m &= u_n \sin \beta + u_\tau \cos \beta; \\ (u_z)_m &= u_n \cos \beta - u_\tau \sin \beta. \end{aligned}$$

Новые координаты маркеров вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} R_m^{n+1} &= R_m^n + (u_r)_m^{n+1} \Delta t; \\ Z_m^{n+1} &= Z_m^n + (u_z)_m^{n+1} \Delta t. \end{aligned} \quad (5.68)$$

Здесь во всех соотношениях нижний индекс « m » означает, что значение вычисляемого параметра принадлежит точке M подвижной границы (маркеру), а верхний индекс « n » соответствует шагу по времени. Алгоритм раздельного вычисления нормальной и касательной скоростей в точке M обеспечивает неразрывное перемещение контактирующих материалов в направлении нормали и независимое друг от друга перемещение в касательном направлении.

Второй случай. Если в точке M между контактирующими материалами реализуется условие жесткого сцепления, то достаточно только первого этапа интерполяции по всем четырем узлам расчетной сетки. Это следует из граничного условия жесткого сцепления, при котором вектор скорости не терпит разрыва. Новые координаты маркеров вычисляются через скорости $(u_r)_{m1}$ и $(u_z)_{m1}$.

Третий случай. Если точка M принадлежит свободной поверхности, то для вычисления ее скоростей используется только второй этап интерполяции при условии $B_3 = B_4 = 0$.

Если в точке M имеет место контакт взаимодействующих материалов, то кроме компонент скоростей здесь необходимо вычисление компонент вектора напряжений $\sigma - \sigma_{nn}, \sigma_{nr}$ и проекций этого вектора на оси r и $z - \sigma_{nr}, \sigma_{nz}$. В этом случае достаточно только первого этапа ин-

терполяции по всем четырем узлам расчетной сетки, а формулы для определения компонент вектора σ_n имеют вид

$$\begin{aligned}\sigma_{nn} &= \sigma_{rr} \sin^2 \beta + \sigma_{zz} \cos^2 \beta + 2\sigma_{rz} \cos \beta \sin \beta; \\ \sigma_{n\tau} &= (\sigma_{rr} - \sigma_{zz}) \sin \beta \cos \beta + \sigma_{rz} (\cos^2 \beta - \sin^2 \beta).\end{aligned}\quad (5.69)$$

Значения компонент вектора σ_n служат для динамической идентификации типа границы в точке M . В зависимости от типа границы здесь реализуются различные варианты вычисления или задания компонент вектора σ_n . Если точка M является точкой контакта без сцепления материалов, тогда величина $(\sigma_{n\tau})_m$ полагается равной нулю. При условии $(\sigma_{nn})_m < 0$, проекции вектора σ_n на оси r и z вычисляются по формулам (5.69). Если в результате интерполяции окажется $(\sigma_{nn})_m > 0$, то величина $(\sigma_{n\tau})_m$ полагается равной нулю. В этом случае контактирующие поверхности в точке M становятся свободными поверхностями, на которых реализуется условие

$$\sigma_{nn} = \sigma_{n\tau} = 0, \quad (5.70)$$

а скорости маркеров определяются как для свободных поверхностей. Если точка M является точкой контакта, где реализуется «условное» сцепление материалов (см. п. 1.6), то по вычисленным значениям $(\sigma_{nn})_m$ и $(\sigma_{n\tau})_m$ проверяются условия сцепления. При нарушении этих условий скрепленные контактирующие границы трансформируются либо в скользящие, либо в свободные поверхности. При расчете заведомо свободных поверхностей никаких вычислений компонент σ_{nn} и $\sigma_{n\tau}$ не производится, а реализуются условия (5.70).

Очень важным алгоритмом предлагаемой методики расчета является алгоритм перестройки границ расчетной сетки. В результате перемещения тел по фиксированной расчетной сетке происходит постоянная перестройка соответствующих расчетных областей, которая состоит из того, что некоторые узлы расчетной сетки исключаются из расчета, а другие подключаются к расчету. Задание параметров в новых узлах расчетной области является важным алгоритмом данной методики расчета. Такое подключение осуществляется в зависимости от направления перемещения подвижной границы.

Предполагается, что все параметры для вновь подключенной точки i, j переносятся из соседних расчетных узлов (1...4) вместе с перемещением среды. Весовая доля каждого соседнего узла зависит от расположения границы AB по отношению к области, занятой материалом (на рис. 5.6 материал расположен слева от отрезка AB).

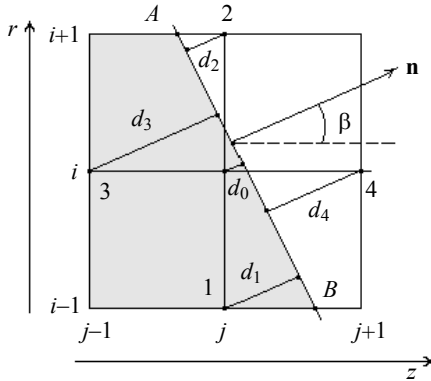


Рис. 5.6. Задание новых узлов расчетной сетки

Если граница материала AB параллельна оси r , то перенос параметров в точку i, j будет осуществляться из узла (3); если AB параллельна оси z (материал снизу), то перенос будет осуществляться из узла (1). Все остальные случаи являются промежуточными, для их реализации используется интерполяция, учитывающая направление подвижной границы AB (см. рис. 5.6):

$$f_0 = \left(\sum_{k=1}^4 f_k B_k \right) / \left(\sum_{k=1}^4 B_k \right), \quad B_k = \begin{cases} d_k - d_0 & \text{при } d_k - d_0 > 0; \\ 0 & \text{при } d_k - d_0 \leq 0, \end{cases}$$

$$d_k = (R_m - r_k) \sin \beta + (Z_m - z_k) \cos \beta,$$

где $f_k = (\rho, u_r, u_z, E, S_r, S_z, S_{rz}, A_p, \alpha)_k$ – параметры течения среды, задаваемые в новом узле i, j расчетной сетки; d_k – расстояния от соответствующих расчетных узлов до прямой AB ; $k = 0, 1, 2, 3, 4$ – номера узловых расчетных точек; $M(R_m, Z_m)$ – некоторая точка, принадлежащая границе AB , которая в пределах рассматриваемого шаблона на рис. 5.6

аппроксимируется прямой; β – угол между внешней нормалью к прямой AB и осью z .

Изложенная выше эйлеровая методика расчета на протяжении многих лет использовалась для решения задач высокоскоростного взаимодействия деформируемых тел с различными физико-механическими свойствами. Методика расчета прошла большое количество тестовых проверок, связанных как с выполнением законов сохранения, так и с правильностью работы различных алгоритмов. В первоначальных публикациях [2–4] приводилось лишь краткое изложение основных расчетных элементов методики, более полное их описание представлено в данной работе.

5.3. Основные способы тестирования расчетно-математической модели и методики расчета

Одномерный анализ соударения. Анализируя результаты соударения твердых деформируемых тел, необходимо, прежде всего, установить, в каком интервале давлений, массовых скоростей и энергий будет происходить данное ударное взаимодействие. Такой расчет осуществляется путем использования ударных адиабат и изэнтроп разгрузки рассматриваемых материалов. Вторым этапом одномерного анализа является рассмотрение плоских ударных волн, их отражение от свободных поверхностей и границ контакта. Плоские ударные волны формируются в результате высокоскоростного соударения пластин, когда поперечные размеры пластин значительно больше их толщины. Одновременно с анализом волнового движения осуществляется тестирование конечно-разностной схемы и методики расчета, правильность реализации начальных и граничных условий.

Ударные адиабаты и изэнтропы разгрузки. Из теории ударных волн известно, что фронт ударной волны можно рассматривать как поверхность, на которой претерпевают разрыв параметры, характеризующие состояние и движение среды. На поверхности разрыва должны выполняться основные законы сохранения: массы, количества движения и энергии. Из этих законов следуют соотношения, задающие связь между параметрами до ударного фронта и после него, – соотношения Гюгонио, которые являются теоретической основой для расчета и построения ударных адиабат в гидродинамическом приближении. Из закона сохранения энергии на ударном фронте следует уравнение

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = \frac{P + P_0}{2} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right), \quad (5.71)$$

где P , ρ , ε – термодинамические параметры – давление, плотность и удельная внутренняя энергия за фронтом ударной волны.

Предполагается, что перед ударным фронтом материал находится в нормальном ненагруженном состоянии, т.е. $P_0 = \varepsilon_0 = 0$. Используя конкретное уравнение состояния материала матрицы в виде $P = P(\rho, \varepsilon)$, получаем систему двух нелинейных уравнений для расчета ударной адиабаты $P_H = P_H(x)$

$$\varepsilon = P \left(1 - \frac{1}{x} \right) \frac{1}{2\rho_0}, \quad P = P(\rho_0 x, \varepsilon), \quad (5.72)$$

где $x = \rho / \rho_0$ – относительная плотность материала – является переменным параметром ударной адиабаты ($x \geq 1$).

Система нелинейных уравнений (5.72) решается одним из численных методов, например методом простых итераций. Энергия за фронтом ударной волны $\varepsilon_H = \varepsilon_H(x)$ определяется из первого уравнения системы (5.72) по известным значениям P_H и x , а температура и энергия плавления вычисляются из соответствующих соотношений, приведенных в п. 5.1.

Для вычисления массовой скорости за фронтом ударной волны используется уравнение

$$u_H = u_0 + \sqrt{P_H \left(1 - \frac{1}{x} \right) \frac{1}{\rho_0}}, \quad (5.73)$$

где u_0 – скорость материала перед ударной волной в некоторой фиксированной системе координат. Для преграды, как правило, задается $u_0 = 0$; для ударника $u_0 = V_0$, и соотношение (5.73) записывается в виде

$$u_H = V_0 - \sqrt{P_H \left(1 - \frac{1}{x} \right) \frac{1}{\rho_0}},$$

причем знак «–» соответствует тому факту, что направление ударной волны здесь противоположно направлению массовой скорости u_H .

Поведение веществ, подвергнутых ударному сжатию, определяется совокупностью точек на ударных адиабатах. Снятие ударных нагрузок осуществляется по изоэнтропическому закону расширения материала,

который для случая адиабатических процессов имеет вид

$$d\varepsilon = \left(\frac{P}{\rho^2} \right) d\rho. \quad (5.74)$$

Переходя к независимой переменной $x = \rho/\rho_0$ и принимая во внимание уравнение состояния (5.30), получаем обыкновенное дифференциальное уравнение для расчета изэнтроп разгрузки в переменных (x, ε)

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = f(x, \varepsilon), \quad f(x, \varepsilon) = \frac{P(x, \varepsilon)}{x^2 \rho_0} \quad (5.75)$$

с начальными условиями: $\varepsilon_H = \varepsilon_H(x_H)$, где x_H , ε_H – соответствующие параметры на ударной адиабате. Уравнение (5.75) решается численным методом Рунге-Кутты, а температура и давление вычисляются из соотношений (5.27), (5.30).

На рис. 5.7 и 5.8 приведены ударные адиабаты для железа и алюминия, вычисленные с использованием широкодиапазонного уравнения состояния (5.30), которые представляют давление и температуру в зависимости от относительной плотности ударно-сжатого материала. Рис. 5.7 показывает, что при одинаковой относительной плотности в железе наблюдаются более высокие давления по сравнению с алюминием (примерно в два раза выше).

Более интересными являются ударные адиабаты на рис. 5.9, представленные для ударника и преграды в переменных давление – массовая скорость. Такое представление ударных адиабат является графическим способом решения задачи о распаде контактного разрыва. Точка пересечения этих адиабат соответствует параметрам P_H , u_H за плоскими ударными волнами в ударнике и в преграде. Параметры x_H , T_H определяются из ударных адиабат на рис. 5.7 и 5.8. Эти величины (кроме u_H) являются максимальными для заданной пары соударяющихся тел (железа и алюминия) и для рассматриваемых скоростей удара $V_0 = 5$ и 10 км/с.

После отражения ударных волн от свободных и контактных поверхностей происходит разгрузка материала из ударно-сжатого состояния. Характер изменений термодинамических параметров вещества определяют соответствующие изэнтропы разгрузки. На рис. 5.10 приведены изэнтропы разгрузки для железа и алюминия $P_s = P_s(x, x_s)$, где пара-

метр x_s соответствует точке на ударной адиабате, т.е. является начальной точкой изэнтропы. Кривые 1 и 2 на рис. 5.10 представляют собой изэнтропы, соответствующие разгрузкам из ударно-сжатого состояния при скорости удара $V_0 = 5$ км/с и $V_0 = 10$ км/с. Штриховыми линиями на рис. 5.10 показаны кривые плавления.

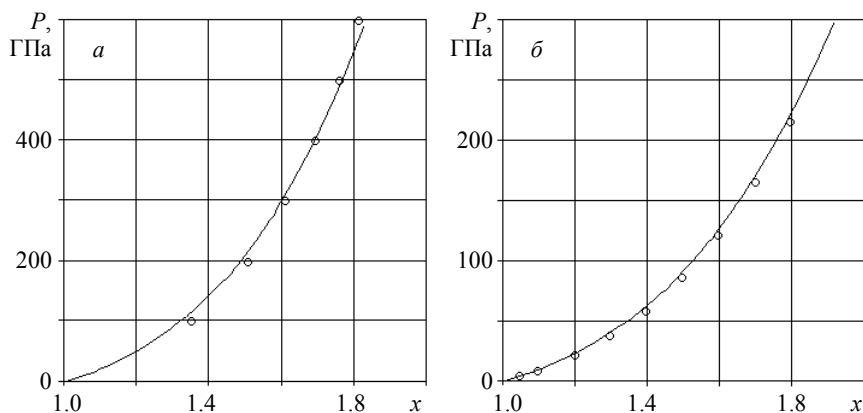


Рис. 5.7. Ударные адиабаты: *a* – железо; *б* – алюминий;
 P – давление; x – относительная плотность; о – данные из работы [15]

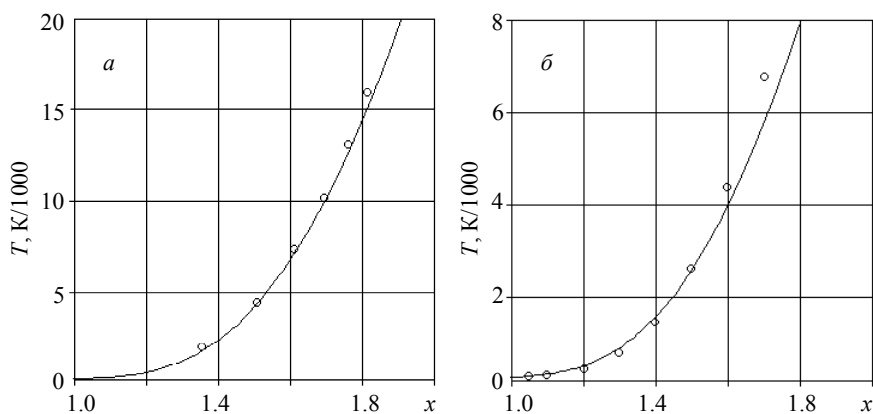


Рис. 5.8. Ударные адиабаты: *a* – железо; *б* – алюминий;
 T – температура; о – данные из работы [15]

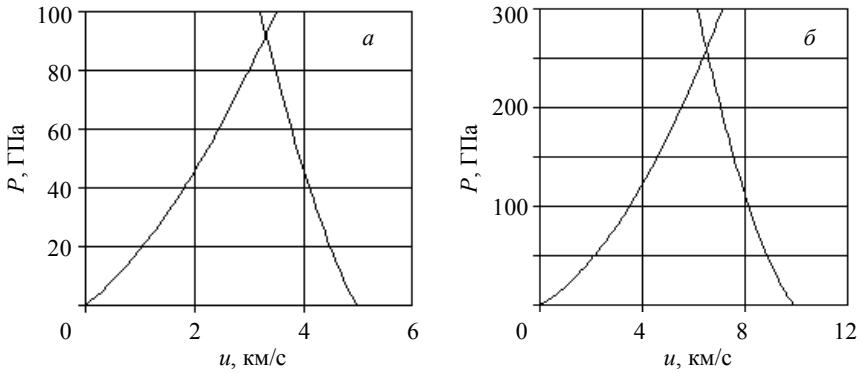


Рис. 5.9. Расчет распада контактного разрыва: $a - V_0 = 5$ км/с [$U_H = 3.3$ км/с, $P_H = 92.3$ ГПа, ударник – железо ($X_H = 1.31$, $T_H = 1320$ К), преграда – алюминий ($X_H = 1.50$, $T_H = 2645$ К)]; $b - V_0 = 10$ км/с [$U_H = 6.56$ км/с, $P_H = 259$ ГПа, ударник – железо ($X_H = 1.56$, $T_H = 5665$ К), преграда – алюминий ($X_H = 1.86$, $T_H = 9440$ К)];

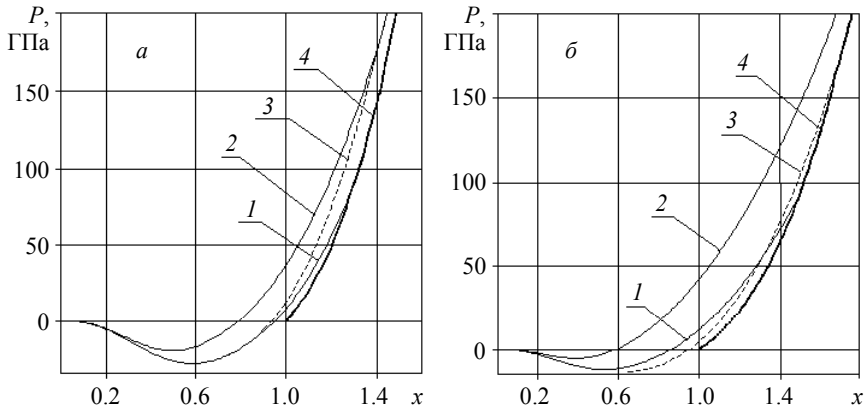


Рис. 5.10. Изэнтропы разгрузки: $a -$ железо; $b -$ алюминий; кр. 1 – изэнтропа разгрузки при скорости удара $V_0 = 5$ км/с; кр. 2 – изэнтропа разгрузки при скорости удара $V_0 = 10$ км/с; кр. 3 – кривая плавления; кр. 4 – ударная адиабата

По взаимному расположению кривых плавления и изэнтроп разгрузки определяется агрегатное состояние материала. Например, для железа при скорости соударения пластин $V_0 = 5$ км/с (железо \rightarrow алюминий) изэнтропа $x_s = 1.31$ проходит ниже кривой плавления, т.е. железная

пластина (ударник) после разгрузки до нулевого давления остается в твердом состоянии. Для алюминиевой пластины (преграды) соответствующая изэнтропа $x_s = 1.50$ (кривая 1) пересекает кривую плавления. Это означает, что при ударном сжатии материал находится еще в твердом состоянии, а после разгрузки до нулевого давления переходит в расплавленное состояние. При скорости удара $V_0 = 10$ км/с изэнтропы железа и алюминия (кривые 2) проходят выше кривой плавления, т.е. в данном случае материалы ударника и преграды находятся в расплавленном состоянии.

Если процесс перехода материала в расплавленное состояние может быть идентифицирован простым сравнением текущей внутренней энергии с энергией плавления, то при анализе процесса испарения необходимо знать конечное (разгруженное) состояние среды в точках, близких к нулевому давлению. Такое состояние среды определяется путем сравнения давления и относительной плотности на изэнтропе разгрузки с аналогичными параметрами двухфазной области «жидкость – пар». Эта граница задается с помощью двух достаточно простых аналитических зависимостей:

$$P = P_{kr} \left[1 - \left(1 - \frac{x}{x_{kr}} \right)^2 \right] \text{ при } x < x_{kr}, \quad (5.76)$$

$$P = P_{kr} \left[1 - \left(\frac{x/x_{kr} - 1}{1.5} \right)^{5/3} \right] \text{ при } x_{kr} \leq x \leq x_{0kr}, \quad (5.77)$$

где P_{kr} , x_{kr} – давление и относительная плотность в критической точке области «жидкость – пар»; x_{0kr} – граница двухфазной области на оси x , при условии $P = 0$.

Таблица 5.6

Константы для уравнения плавления

Параметры	Fe	Al	Cu	Pb
x_{0kr}	0.640	0.590	0.780	0.790
x_{kr}	0.258	0.236	0.238	0.276
P_{kr} (ГПа)	0.825	0.447	0.907	0.237

По поведению изэнтропы разгрузки при условии $x < x_{0kr}$ определяется состояние материала, причем возможны три варианта разгрузки.

Первый случай. Если на изэнтропе разгрузки $x < x_{0kr}$ давление $P_s < 0$, то ударно-нагруженный материал остается в конденсированной фазе.

Второй случай. Если при $x < x_{kr}$ давление $P_s < P_{kr}$, то это означает, что материал полностью испарен. В остальных случаях – частичное испарение материала.

На рис. 5.10 граница двухфазной области совпадает с осью x из-за большого масштаба рисунка. Однако по точкам пересечения изэнтроп с осью x видно, что изэнтропа (кривая 2) для алюминия проходит вблизи $x_{0kr} = 0.59$, т.е. в данном случае состояние среды близко к частичному испарению.

Таким образом, анализ, проведенный на основе ударных адиабат и изэнтроп разгрузки, дает представление о конечном состоянии материала после его нагрузки плоскими ударными волнами. Такой анализ является первым шагом при изучении более сложных процессов, например процессов соударения пластин или процессов соударения компактного ударника с пластиной.

Соударение пластин. Рассматривается задача о соударении пластин, которая решена в двумерной осесимметричной постановке. Однако в окрестности оси симметрии реализуется одномерный режим деформации, т.е. среда деформируется и перемещается только в направлении оси симметрии. В качестве исходных данных методического примера этой задачи приняты следующие параметры ударника и преграды: ударник – стальная пластина толщиной 1 см имеет скорость $V_0 = 5$ км/с; преграда – алюминиевая пластина толщиной 0.5 см; диаметр пластин – 10 см; шаги по расчетной сетке – $\Delta r = \Delta z = 0.025$ см.

Исходная конфигурация задачи изображена на рис. 5.11, а результаты расчетов приведены на рис. 5.12 – 5.14. Значками «○» на рисунках помечены положения границ взаимодействующих тел, стрелками показаны направления ударных волн и волн разгрузки.

На рис. 5.12 представлено распределение давления и массовой скорости вдоль оси симметрии в момент времени, когда ударная волна в пластине – преграде достигла ее свободной поверхности. Процесс распада контактного разрыва происходит по следующей схеме. После взаимодействия пластин в ударнике и в преграде распространяются плоские ударные волны со скоростями D_1 и D_2 .

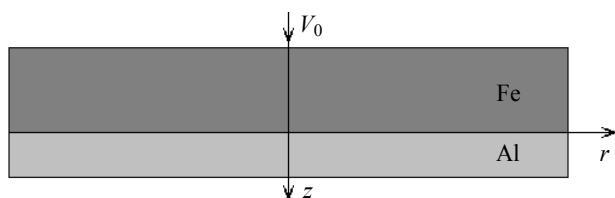


Рис. 5.11. Конфигурация соударяющихся пластин

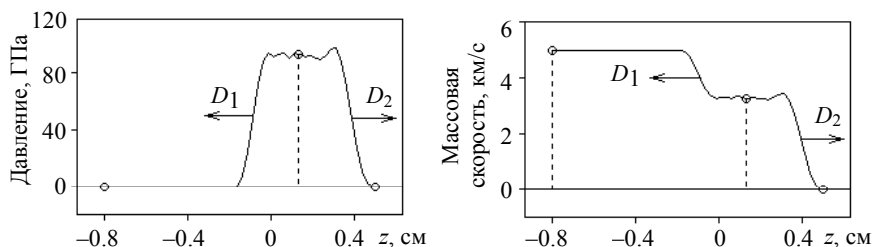


Рис. 5.12. Распад контактного разрыва при $t = 0.4$ мкс

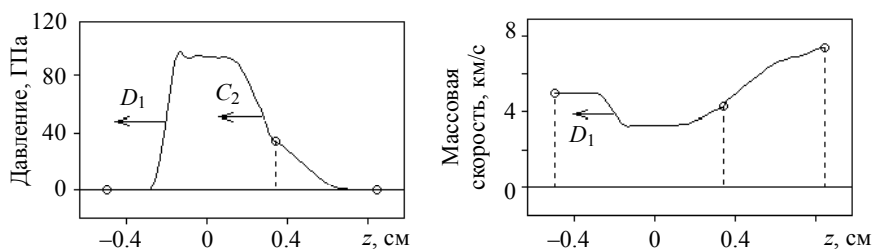


Рис. 5.13. Отражение ударной волны D_2 от свободной поверхности при $t = 1.0$ мкс

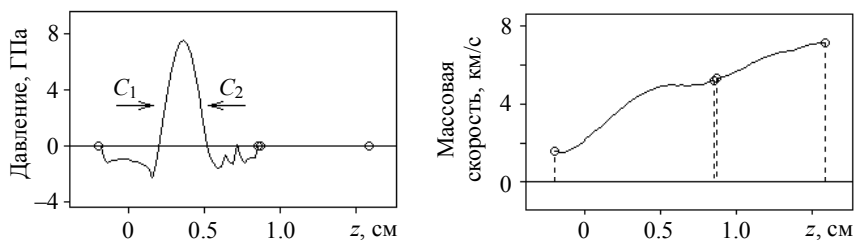


Рис. 5.14. Взаимодействие волн разгрузки C_1 и C_2 при $t = 2.0$ мкс

За ударными волнами устанавливаются области ударно-сжатых материалов (железа и алюминия) с постоянным давлением и массовой скоростью, соответствующими точке пересечения ударных адиабат на рис. 5.9, *a*. Давление между ударными волнами, полученное из численного решения задачи, составляет $P = 89 \dots 93$ ГПа; давление, полученное путем графического решения задачи о распаде разрыва, равно $P_H = 92.3$ ГПа (см. рис. 5.9, *a*). Массовые скорости имеют здесь следующие значения: $u_Z = 3.3 \dots 3.4$ км/с – из численного решения задачи; $u_H = 3.3$ км/с – по методике распада разрыва.

К моменту времени 1 мкс (рис. 5.13) ударная волна в преграде отражается от ее тыльной поверхности в виде изэнтропической волны разгрузки, которая начинает перемещаться по ударно-сжатому материалу вслед за ударной волной D_1 . Давление за волной разгрузки снимается до нулевой величины, а массовая скорость возрастает.

После отражения ударной волны D_1 от лицевой стороны ударника здесь возникают две волны разгрузки, распространяющиеся со скоростями C_1 и C_2 навстречу друг другу (рис. 5.14). При наложении этих волн образуется зона сильных растягивающих напряжений, что приведет к разрушению ударника в этой зоне.

Таким образом, одномерный анализ волновой картины, возникающей при соударении пластин, дает возможность оценить некоторые результаты начального этапа их высокоскоростного взаимодействия. Распад контактного разрыва массовых скоростей в ударнике $u_1 = V_0$ и преграде $u_2 = 0$ приводит к образованию двух ударных волн, которые, отражаясь от свободных поверхностей, трансформируются в волны разгрузки. Анализ этих процессов показал хорошее согласование численного решения задачи с общей теорией ударных волн.

Одномерный анализ нагружения керамической пластины. В ходе решения задач, связанных с процессами ударного нагружения хрупких материалов, возникает необходимость введения дополнительного параметра – объемной скорости звука уже разрушенной среды. В хрупких материалах фронт ударной волны совпадает с фронтом распространения сдвиговых разрушений, а скорость ударной волны D определяется параметрами уже разрушенной среды.

Анализ экспериментальных данных для $(D - u)$ -диаграмм показал, что объемная скорость звука c_{0m} для хрупких материалов терпит разрыв

на фронте ударной волны. Это подтверждается экспериментальными данными работы [16], где анализируется 2-волновая структура распространения напряжений по керамическим материалам.

На рис. 5.15, *a* приведена ударная адиабата керамики Al_2O_3 (АД-85) в переменных «скорость ударной волны – массовая скорость», рассчитанная по соотношениям Гюгоню. Скорость звука разрушенной керамики определялась путем привязки к экспериментальным данным [16]. Второй участок кривой на рис. 5.15, *a* хорошо согласуется с эмпирической зависимостью

$$D = c_{0m}^* + \lambda u,$$

где $c_{0m}^* = 4.3$ км/с – скорость звука для разрушенной керамики АД-85. Здесь также имеет место почти линейная зависимость скорости ударной волны D от массовой скорости u . Однако величина c_{0m}^* значительно отличается от величины $c_{0m} = 6.63$ км/с для исходного материала.

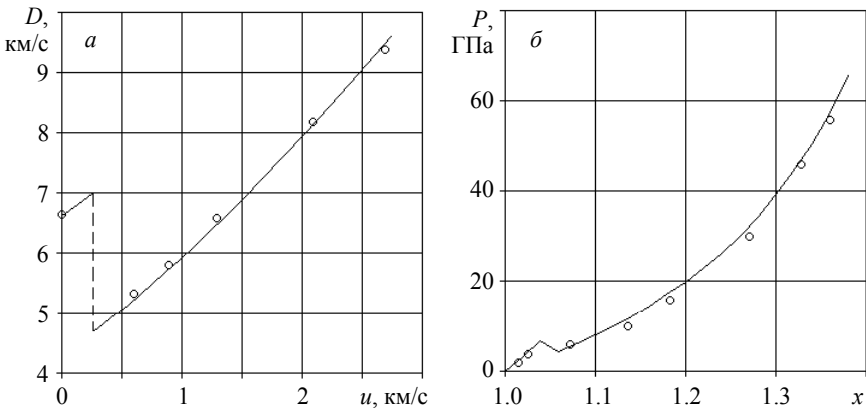


Рис. 5.15. Ударная адиабата керамики Al_2O_3 . *a* – скорость D ударной волны; u – массовая скорость; \circ – данные из работы [16]; *б* – P – давление; x – относительная плотность; \circ – данные из работы [16]

Ударная адиабата на рис. 5.15, *б* в переменных «давление – относительная плотность» также хорошо согласуется с экспериментальными данными работы [16]. Оба рисунка подтверждают предположение о разрывности объемной скорости звука на фронте распространения сдвиговых разрушений, который, как правило, совпадает с фронтом ударной волны или волны сжатия.

Нерегулярное поведение ударных адиабат керамических материалов приводит к особенностям процесса распада контактного разрыва и распространения фронта ударной волны. Некоторые из этих особенностей проиллюстрированы для керамической преграды (Al_2O_3). На рис. 5.16 приведены результаты расчета распада контактного разрыва, полученные с помощью графического способа изображения ударных адиабат ударника и преграды. Видно, что пересечение ударной адиабаты стального ударника происходит со вторым участком ударной адиабаты керамической преграды. Точка пересечения ударных адиабат u_H , P_H при скорости удара 1 км/с соответствует состоянию уже разрушенной керамики.

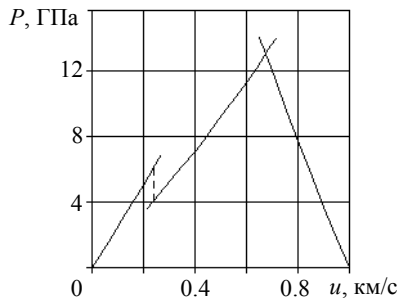
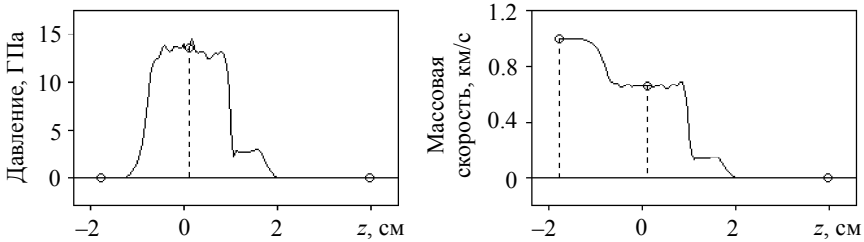
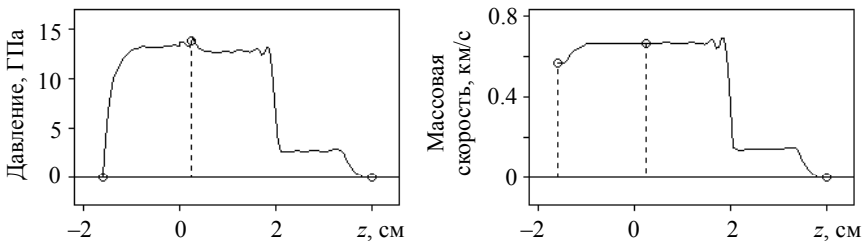


Рис. 5.16. Расчет распада контактного разрыва. Ударник – твердая сталь; преграда – керамика; $P_H = 13$ ГПа, $u_H = 0.68$ км/с – точка пересечения

На рис. 5.17 и 5.18 показано распределение давления и массовой скорости вдоль оси симметрии в задаче о соударении стальной и керамической пластины (Al_2O_3) с начальной скоростью $V_0 = 1$ км/с. Толщина стальной пластины равна 2 см; толщина керамической пластины – 4 см, диаметр соударяющихся элементов – 10 см. Значками (\circ) на рис. 5.17 и 5.18 показаны положения подвижных границ взаимодействующих тел.

В начальные моменты времени после ударного взаимодействия в стальной пластине (ударнике) и в керамической преграде формируются плоские ударные волны (см. рис. 5.17). В окрестности контактной границы устанавливается течение с параметрами P и u , близкими к точке пересечения ударных адиабат на рис. 5.16. В керамической преграде формируется 2-волновая структура распространения возмущений.

Рис. 5.17. Распад контактного разрыва при $t = 2.0$ мксРис. 5.18. Отражение ударной волны от лицевой поверхности ударника при $t = 4.0$ мкс

Передний импульс движется по преграде со скоростью упругих продольных волн $c_L = 8.84$ км/с. На площадке давления и массовой скорости, соответствующей этому импульсу, происходит процесс разрушения керамики по типу сдвига, т.е. перестройка ее внутренней структуры. Здесь также происходит изменение объемной скорости звука керамики (Al_2O_3) от исходной величины $c_{0m} = 6.62$ км/с до величины уже разрушенного материала $c_{0m}^* = 4.3$ км/с.

Второй фронт возмущений (ударная волна) распространяется со скоростью D^* , равной примерно 5.5 км/с, что соответствует второй ветви ударной адиабаты на рис. 5.15, а. Величины давления и массовой скорости на площадке за фронтом второй волны устанавливаются:

$$P = (13.0 \pm 0.5) \text{ ГПа}; \quad u = (0.65 \pm 0.05) \text{ км/с},$$

что полностью соответствует параметрам в точке пересечения ударных адиабат на рис. 5.16, т.е. численное решение данной задачи согласуется с графическим решением, представленным на рис. 5.16.

5.4. Пробитие преград, содержащих слои керамического материала

Керамические материалы, обладая высокой твердостью и малым удельным весом, являются перспективными композитами для использования их в защитных преградах, где хрупкие керамические слои должны сочетаться с более пластичными элементами конструкции. Хрупкие керамические материалы, как правило, начинают разрушаться под действием сдвиговых деформаций. Разрушения по типу сдвига являются лишь первой стадией повреждения, за которой может последовать разрушение по типу отрыва и разделение тела на отдельные фрагменты (осколки). Для выбора оптимальных параметров защитной преграды необходима полная информация о физике процесса пробития и разрушения. Такие данные могут быть получены с помощью численного моделирования ударного взаимодействия в сочетании с экспериментальными данными.

Для описания процесса пробития слоистых преград, содержащих керамические слои, рассматривается задача, физическая постановка которой формулируется следующим образом (рис. 5.19). Цилиндрический стержень, имеющий начальную скорость V_0 , взаимодействует со слоистой цилиндрической преградой, состоящей из стальных и керамических пластин. Скорость ударника направлена вдоль оси симметрии и нормали к преграде. Задача рассматривается в осесимметричной постановке, когда все искомые функции не зависят от угла φ цилиндрической системы координат r, z, φ .

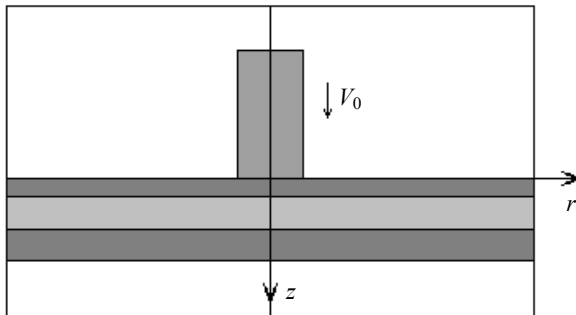


Рис. 5.19. Исходная конфигурация взаимодействующих тел

Реализация расчетно-экспериментального метода. Ниже представлены результаты двух вариантов численного моделирования процесса взаимодействия и проведено сравнение с экспериментальными данными, полученными в НИИ прикладной математики и механики [13]. В экспериментах регистрировался процесс деформирования ударника за преградой, состояние осколочного потока и конечные параметры соударения. На этих вариантах удара впервые в полном объеме применен так называемый расчетно-экспериментальный метод.

Исходные данные первого варианта следующие: ударник – цилиндр из сплава ВНЖ диаметром $d_0 = 6$ мм и длиной $L_0 = 48$ мм; преграда – конструкция, состоящая из двух слоев; первый слой – стальная пластина (мягкая сталь) толщиной 4 мм; второй слой – керамическая пластина (карбид кремния) толщиной 15 мм; начальная скорость удара $V_0 = 1345$ м/с.

Первым и наиболее важным этапом расчетно-экспериментального метода (этапом привязки) является уточнение параметров исследуемых материалов по экспериментальным данным. Этап привязки к эксперименту осуществлялся на двухслойной конструкции преграды (сталь + керамика) первого варианта удара. Исследуемым материалом являлась керамика, карбид кремния (SiC).

На рис. 5.20 и 5.21 представлены начальные этапы пробития керамической пластины в моменты времени 10 и 20 мкс. В верхней полуплоскости рис. 5.20 стрелками показано поле массовых скоростей, максимальная длина стрелки соответствует величине V_{\max} ; значок «■» – область разрушений по типу сдвига, «|» – по типу отрыва. Значками «○» на рис. 5.21 помечены положения границ взаимодействующих тел.

Разрушения в керамической пластине начинаются с образования обширной области сдвиговых повреждений материала, которые образуются еще на стадии сжатия пластины. После смены сжимающих нагрузок на растягивающие область сдвиговых разрушений трансформируется в область разрушений по типу отрыва с последующей фрагментацией керамической пластины.

К моменту времени 20 мкс ударник еще испытывает сопротивление со стороны фрагментов керамической пластины и продолжает пластически деформироваться. В передней части ударника и в передних фрагментах преграды имеет место большой градиент осевой скорости (см. рис. 5.21, б). Пластическая деформация ударника заканчивается по-

сле $t = 30$ мкс, и к этому моменту времени процесс пробития преграды можно считать законченным.

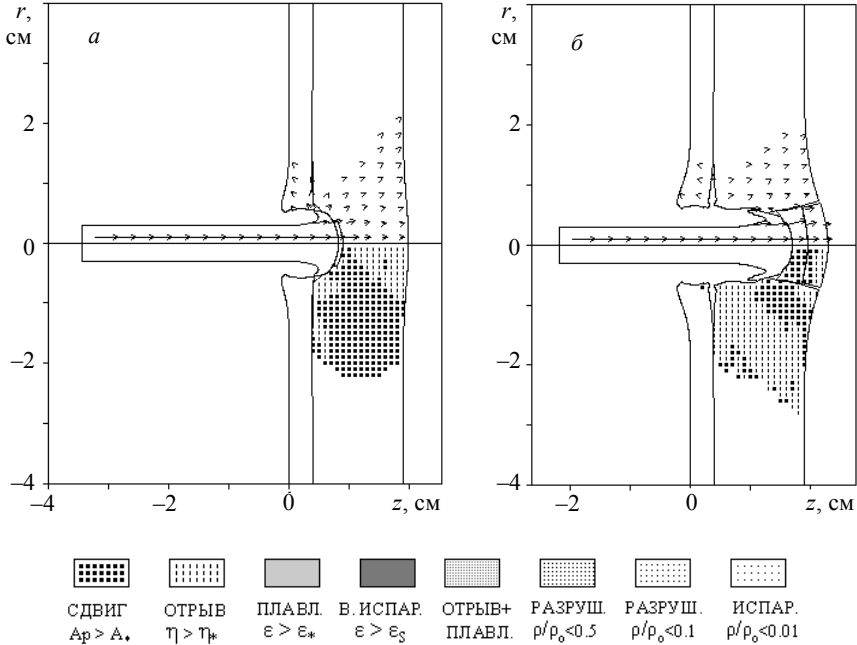


Рис. 5.20. Поле массовых скоростей и области разрушений: *а* – $t = 10$ мкс, $V_{\max} = 1330$ м/с, $V_n = 1330$ м/с, $V_k = 800$ м/с; *б* – $t = 20$ мкс, $V_{\max} = 1260$ м/с, $V_n = 1260$ м/с, $V_k = 920$ м/с

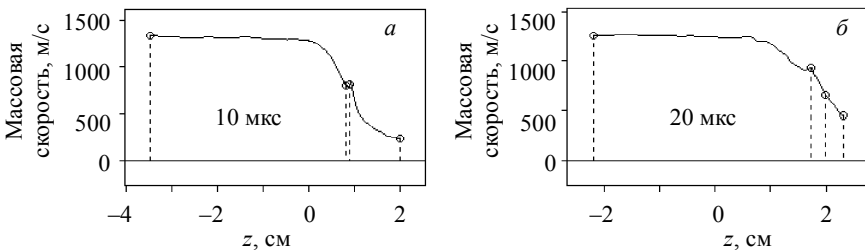


Рис. 5.21. Распределение массовой скорости вдоль оси симметрии

На рис. 5.22, *а* показана конфигурация взаимодействующих тел после пробития преграды. Видно, что ударник слабо деформирован и имеет достаточно высокую среднюю скорость. На рис. 5.22, *б* представлена зависимость скоростей задней V_n и передней V_k точек ударника от времени процесса. По поведению кривых видно, к моменту времени $t = 30$ мкс значения скоростей V_n и V_k выравниваются и устанавливаются близкими к величине средней скорости ударника, равной $V_{cp} = 1130$ м/с. Незначительное расхождение в скоростях V_n и V_k соответствует упругой деформации стержня.

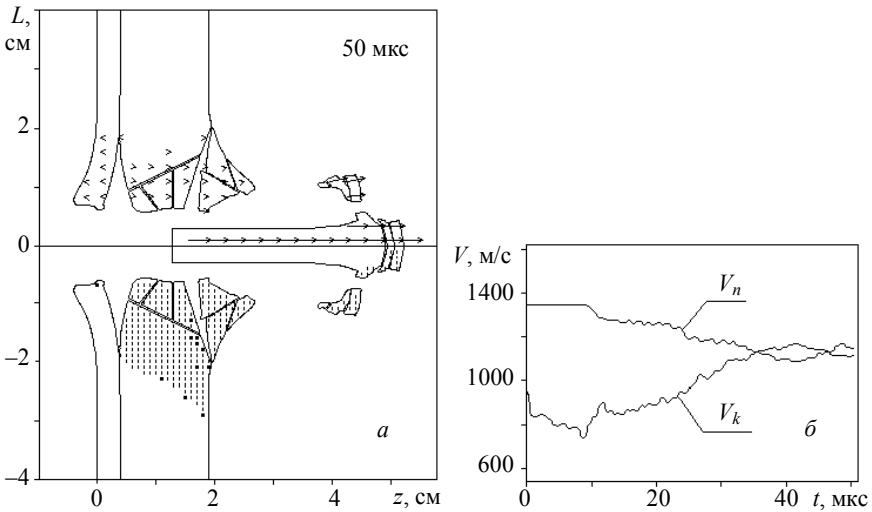


Рис. 5.22. Пробитие преграды. $V_{cp} = 1130$ м/с; $L_p = 36.3$ мм: *а* – конфигурация взаимодействующих тел; *б* – зависимость задней V_n и передней V_k точек ударника от времени процесса

Рентгенограмма пробития преграды на рис. 5.23 также свидетельствует о слабой деформации ударника. Сравнением расчетных и экспериментальных результатов получены следующие параметры ударника:

- $L_e = 37$ мм – остаточная длина стержня, полученная в эксперименте;
- $L_p = 36.3$ мм – остаточная длина стержня, полученная в расчете;
- $V_e = 1120$ м/с – остаточная скорость ударника (эксперимент);
- $V_{cp} = 1130$ м/с – остаточная скорость ударника (расчет).

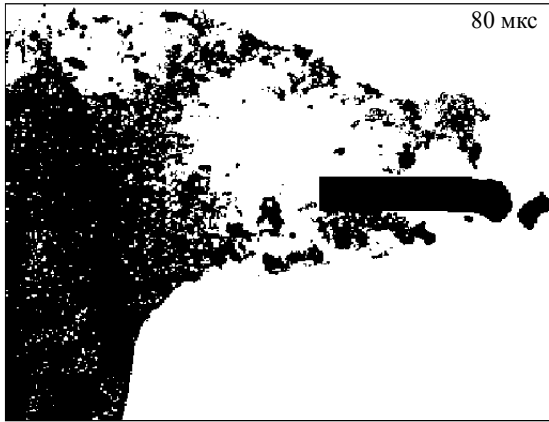


Рис. 5.23. Рентгенограмма пробития преграды

Приведенные выше данные по конечным параметрам ударника свидетельствуют о хорошем согласовании расчета и эксперимента.

Контрольный этап расчетно-экспериментального метода реализован на втором варианте удара, где в качестве преграды задана более сложная трехслойная конструкция. К двухслойной конструкции первого варианта преграды с тыльной стороны добавлена стальная пластина толщиной 15 мм (сталь средней твердости). Начальная скорость ударника $V_0 = 1357$ м/с. В эксперименте регистрировались конечная скорость ударника и его конечная длина. По этим параметрам осуществлялось сравнение расчетных и экспериментальных результатов.

После пробития первого стального слоя керамическая пластина почти полностью разрушается первоначально по типу сдвига, затем область сдвиговых разрушений постепенно трансформируется в область разрушений по типу отрыва (рис. 5.24). Проникание ударника происходит уже по разрушенной керамике. Однако разрушенная, но обжатая керамика обладает достаточно высоким пределом текучести, определяемым кулоновским трением, т.е. она способствует срабатыванию и торможению ударника (рис. 5.25).

На рис. 5.26 представлена конечная картина пробития трехслойной конструкции. Расчеты проведены до окончания пластической деформации стержня.

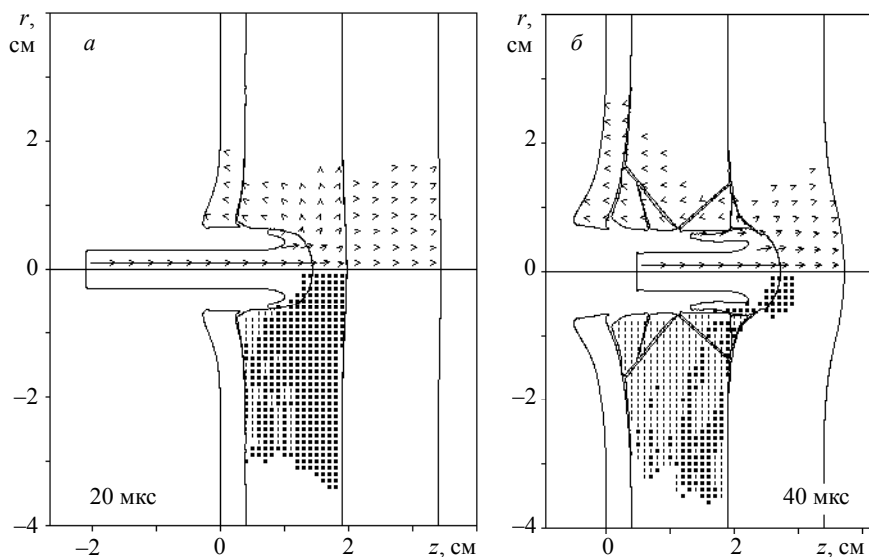


Рис. 5.24. Поле массовых скоростей и области разрушений: $a - t = 20$ мкс; $V_n = 1330$ м/с; $V_k = 670$ м/с; $b - t = 40$ мкс; $V_n = 1240$ м/с; $V_k = 590$ м/с

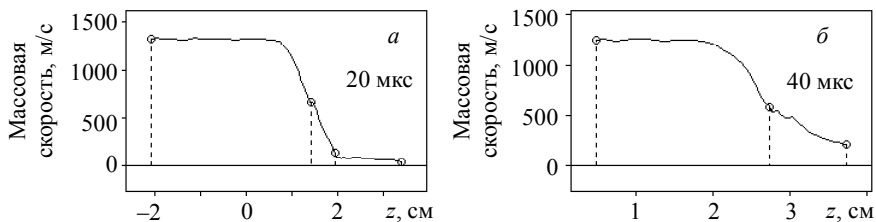


Рис. 5.25. Распределение массовой скорости вдоль оси симметрии

В результате сравнения расчетных и экспериментальных данных получено:

$L_e = 11.5$ мм – остаточная длина стержня (эксперимент);

$L_p = 12.3$ мм – остаточная длина стержня (расчет);

$V_e = 890$ м/с – остаточная скорость ударника (эксперимент);

$V_{cp} = 850$ м/с – остаточная скорость ударника (расчет).

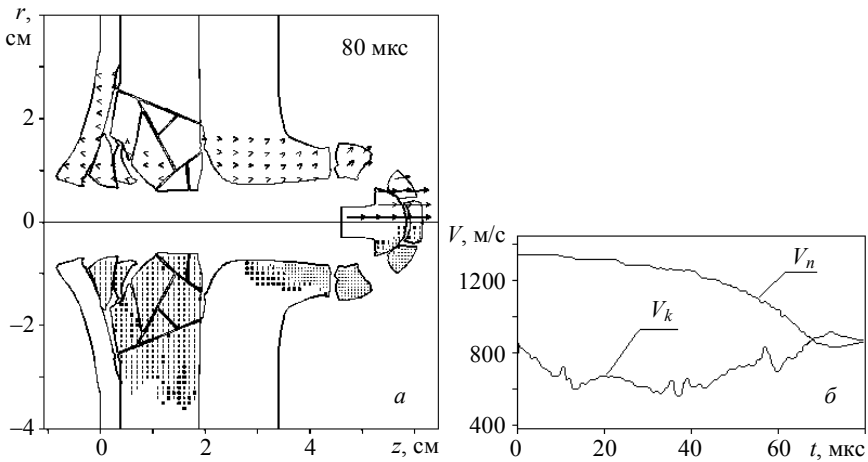


Рис. 5.26. Пробитие преграды. $V_{cp} = 850 \text{ м/с}$; $L_p = 12.3 \text{ мм}$: *a* – конфигурация взаимодействующих тел; *б* – зависимость задней V_n и передней V_k точек ударника от времени процесса

Проверочный этап расчетно-экспериментального метода дал хорошее согласование расчета и эксперимента. Это говорит о том, что выбранная в расчете модель поведения керамики (ее деформация и разрушение) соответствует реальному поведению этого материала.

Проверка эффективности керамического включения. Для оценки эффективности преграды, содержащей керамический слой, проведено сравнение с аналогичной преградой, в которой керамическая пластина (SiC) толщиной 15 мм заменена стальной пластиной толщиной 6 мм, эквивалентной массы.

Из результатов на рис. 5.27 видно, что при скорости ударника $V_0 = 1357 \text{ м/с}$ имеет место явное преимущество в защитных свойствах керамического слоя по сравнению со стальной пластиной той же массы. После пробития преграды ударник имеет более высокую остаточную скорость $V_{cp} = 960 \text{ м/с}$ и большую остаточную длину, равную $L_p = 19.1 \text{ мм}$ по сравнению с предыдущим вариантом удара, представленным на рис. 5.26. Следовательно, керамическое включение в трехслойную преграду при скорости удара $V_0 = 1357 \text{ м/с}$ обладает более высокими защитными свойствами по сравнению со стальным слоем той же массы.

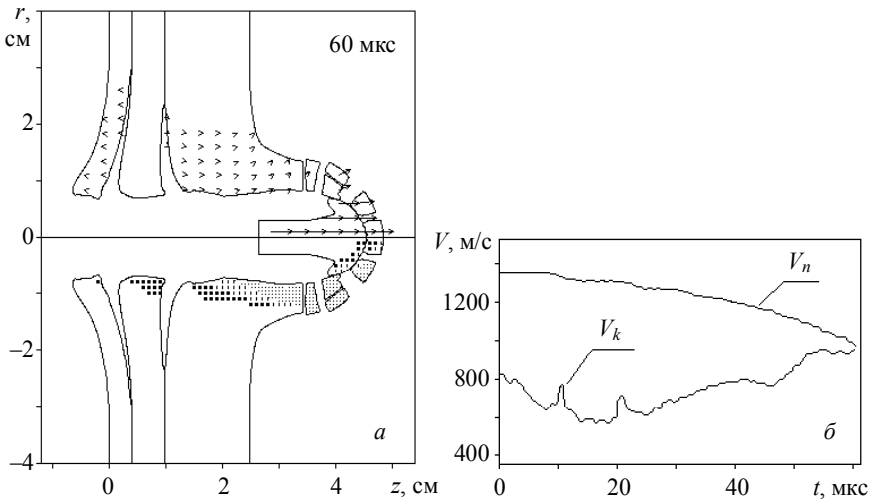


Рис. 5.27. Пробитие преграды. $V_{cp} = 960$ м/с; $L_p = 19.1$ мм: а – конфигурация взаимодействующих тел; б – зависимость задней V_n и передней V_k точек ударника на оси симметрии от времени процесса

Аналогичным образом проведем оценку защитных свойств наиболее прочного керамического материала – карбида бора (B_4C). Эта керамика имеет более низкую плотность $\rho_{0m} = 2.52$ г/см³ по сравнению с керамикой SiC, поэтому толщина керамического слоя эквивалентной массы будет составлять 18.4 мм. Защитные характеристики у этой керамики выше, чем у керамики SiC. Результаты расчетов на рис. 5.28 и 5.29 дают однозначный результат. Ударник полностью «срабатывается» уже при взаимодействии с керамической пластиной, а стальная пластина получает осевой импульс, распределенный по всей ширине пластины. Следовательно, защитные характеристики у этой керамики значительно выше, чем у керамики SiC.

Оценка эффективности керамического включения в зависимости от скорости удара. В дальнейших исследованиях анализируются результаты решения двух вариантов задачи о высокоскоростном взаимодействии цилиндрического ударника со слоистой преградой, состоящей из трех слоев. В первом варианте задачи материалом среднего слоя преграды являются керамика, карбид кремния; во втором – сталь.

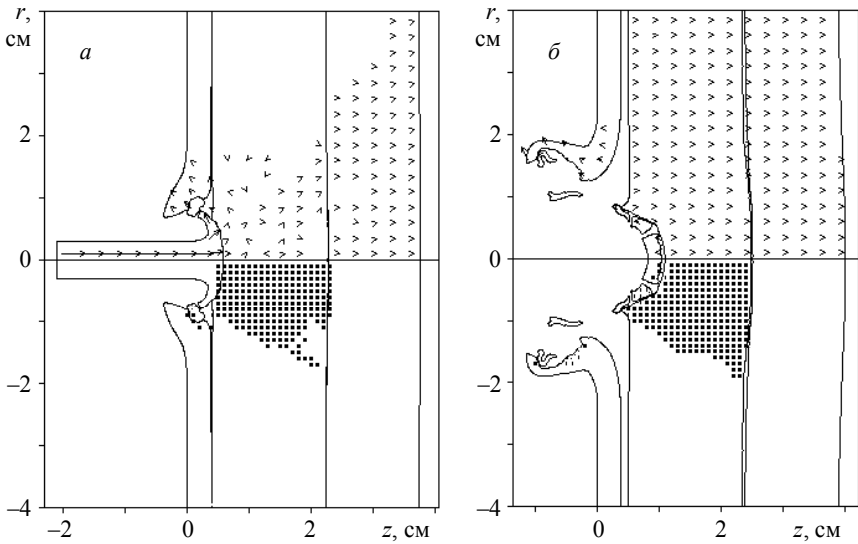


Рис. 5.28. Торможение ударника на керамическом слое (B_4C): a – $t = 20$ мкс; $V_n = 1300$ м/с; $V_k = 110$ м/с; b – $t = 60$ мкс; $V_n = -50$ м/с; $V_k = -50$ м/с

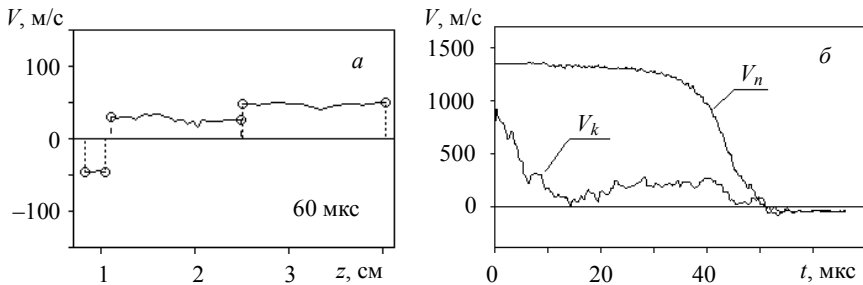


Рис. 5.29. Распределение скоростей ударника и преграды: a – распределение массовой скорости вдоль оси симметрии; b – зависимость задней V_n и передней V_k точек ударника от времени процесса

Толщина второго слоя задавалась из условия равенства его массы в обоих вариантах задачи.

Исходная конфигурация взаимодействующих тел изображена на рис. 5.19. Решение задачи осуществлялось при следующих исходных данных. Ударник – цилиндр диаметром 10 и высотой 30 мм, материал

ударника – сплав ВНЖ. Преграда первого варианта задачи – слоистая конструкция, состоящая из 3 слоев. Первый слой – твердая сталь толщиной 4 мм; второй слой – керамика, карбид кремния толщиной 15 мм; третий слой – твердая сталь толщиной 15 мм. Диаметр преграды, т.е. ширина расчетной области, задавалась равной $D = 160$ мм. На боковой границе преграды реализовалось граничное условие свободного вытекания материала. Во втором варианте задачи керамическая пластина толщиной 15 мм заменена стальной пластиной эквивалентной по массе и имеющей толщину равную 6 мм.

В результате расчетов для различных скоростей удара V_0 определяется конечная скорость ударника V_K или скорость передних его фрагментов и коэффициент стойкости преграды по формуле $K_C = (V_0 - V_K) / V_0$ для преграды с керамическим слоем K_{CK} и для преграды со стальным слоем K_{CC} . Степень эффективности керамического включения по сравнению со стальной пластиной вычисляется по формуле

$$K_{eff} = (K_{CK} - K_{CC}) / K_{CC}. \quad (5.78)$$

Расчеты проведены для различных скоростей удара, от минимальной скорости сквозного пробития преграды с керамическим слоем ($V_0 \sim 1$ км/с) до 10 км/с.

Итоговые кривые коэффициентов стойкости преград и коэффициента эффективности K_{eff} в зависимости от скорости удара представлены на рис. 5.30. Основной вывод из полученных результатов сводится к тому, что коэффициент эффективности для заданных взаимодействующих тел имеет положительное значение во всем рассматриваемом диапазоне скоростей удара. Наибольшее значение величины $(K_{CK} - K_{CC})$ имеет место при скорости удара $V_0 = 1$ км/с. При меньших скоростях формула (5.78) теряет смысл, и величина K_{eff} становится равной нулю.

При высоких скоростях удара ($V_0 > 6$ км/с) формула (5.78) лишь условно описывает эффективность высокопрочной керамики. В этой области действует гидродинамический закон проникания, а ударник растекается по поверхности пробоины. Наибольшее значение коэффициента эффективности K_{eff} наблюдается при скорости удара $V_0 = 10$ км/с (рис. 5.30).

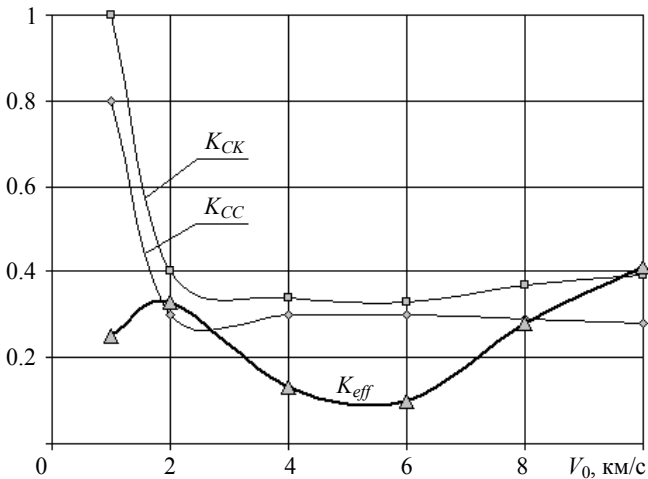


Рис. 5.30. Зависимость эффективности керамики (кривая K_{eff}) от начальной скорости ударника: K_{CK} – кривая стойкости преграды с керамическим слоем; K_{CC} – кривая стойкости преграды со стальным слоем

На рис. 5.31 показан процесс пробития среднего керамического слоя при скорости удара 10 км/с, когда имеет место плавление взаимодействующих тел в области границы их контакта и даже частичное испарение. Под рис. 5.31 различными значками отмечены различные состояния разрушенных фрагментов ударника и преграды. Под рисунком дана краткая расшифровка этих состояний: СДВИГ – материал разрушен по типу сдвига; ОТРЫВ – материал разрушен по типу отрыва; ПЛАВЛ – внутренняя энергия среды выше энергии плавления; В. ИСПАР – внутренняя энергия материала выше энергии сублимации; ИСПАР – вещество находится в испаренном состоянии.

В дальнейшем для упрощения решения задачи и ее анализа фрагменты ударника или преграды, находящиеся в испаренном состоянии, удаляются из расчета.

На рис. 5.32 представлена окончательная информация о пробитии слоистой преграды с керамическим включением при скорости удара, равной 10 км/с. О конечной скорости пробития в данном случае можно говорить как о средней скорости передних фрагментов ударника и преграды. Окончательная информация о пробитии преграды со стальным

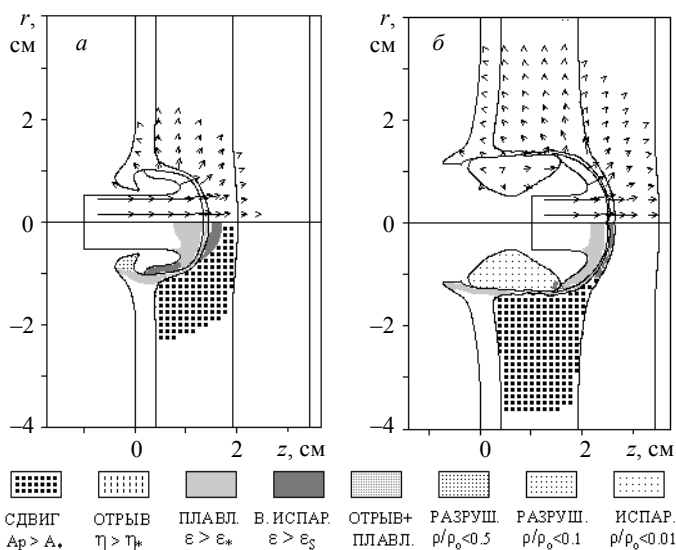


Рис. 5.31. Пробитие керамического слоя преграды: *a* – $t = 2$ мкс; $P_{\max} = 110$ ГПа; $V_k = 6.04$ км/с; *б* – $t = 4$ мкс; $P_{\max} = 333$ ГПа; $V_k = 5.83$ км/с

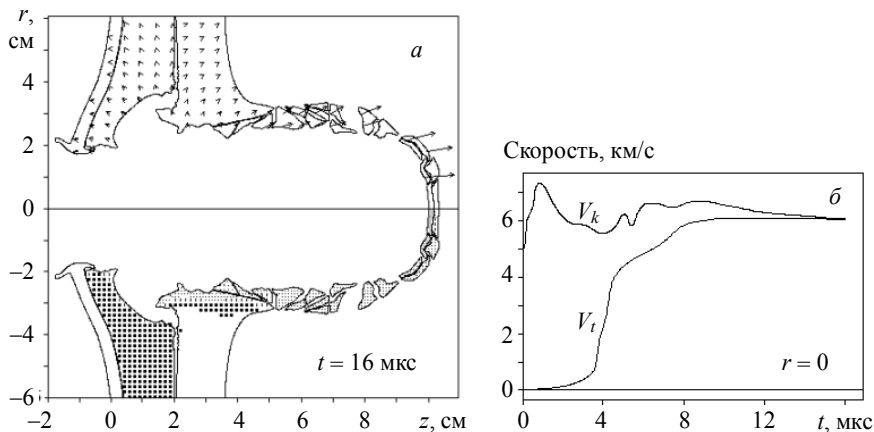


Рис. 5.32. Пробитие преграды. $V_{\max} = 6.7$ км/с; $V_k = 6.0$ км/с; $V_t = 6.0$ км/с: *a* – разлет запреградного осколочного потока; *б* – зависимость скорости контактной границы V_k и тыльной поверхности преграды V_t от времени процесса

средним слоем мало отличается от аналогичной информации на рис. 5.32. В этих вариантах удара существенно различаются лишь конечные скорости пробития. Для преграды с керамическим слоем она составляет 6 км/с, а для преграды со стальным слоем – 7.2 км/с.

5.5. Взаимодействие компактных элементов с экранированными преградами

В системах противометеоритной защиты космических объектов широко применяются тонкие пластины – экраны. Космическая частица при пробитии экрана разрушается, образуя в запреградной области расширяющееся облако частиц, фрагментов ударника и экрана. Последующие преграды, воспринимая рассредоточенный удар, полностью или частично его нейтрализуют. Сложность изучения данной проблемы заключается в том, что взаимодействие ударника и экрана происходит в широком диапазоне скоростей встречи, ударник может иметь различную форму. Для выбора оптимальных параметров экранной защиты необходима полная информация о физике процесса пробития и разрушения разнесенных экранов. Эффективным способом изучения процесса взаимодействия компактных элементов (КЭ) с экранированными преградами или с системой разнесенных экранов является численное моделирование на базе основных законов механики сплошной среды.

Задачи, представляемые в данном подразделе, решены в двумерной осесимметричной постановке с применением методики расчета в эйлеровых пространственных переменных [3], изложенной в п. 5.2. Для проведения численных расчетов и исследования процессов деформации и разрушения взаимодействующих тел использован программный комплекс ИМРАСТ [18], разработанный в НИИ прикладной математики и механики.

Пробитие тонких преград-экранов. В данном пункте подраздела анализируются несколько примеров решения задачи об ударном взаимодействии компактных элементов с тонкими преградами-экранами. Физическая постановка подобной задачи изображена на рис. 5.33. Ударник и преграда имеют осесимметричную форму, скорость удара направлена по нормали к преграде. Диапазон рассматриваемых скоростей взаимодействия составляет 1...3 км/с. Этот скоростной диапазон включает в себя такие варианты соударения, что после пробития экрана

ударник либо еще не разрушен, либо разрушен и разлетается в виде осколков твердого вещества.

В первом варианте задачи железный цилиндрический ударник высотой и диаметром 1 см взаимодействует с алюминиевой преградой толщиной 0.2 см. Скорость удара равна $V_0 = 1$ км/с. В этом варианте удара анализируется работоспособность модели разрушения, рассмотренной в п. 5.1. Здесь на примере конкретного варианта задачи иллюстрируются этапы пробития экрана по типу «срезания пробки».

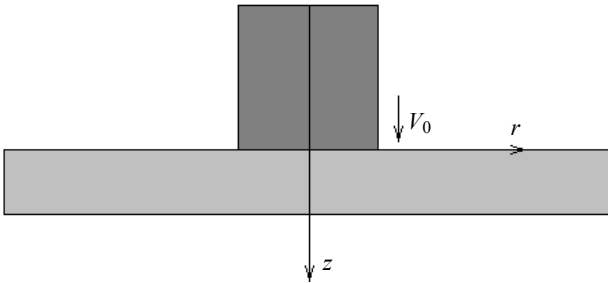


Рис. 5.33. Исходная конфигурация взаимодействующих тел

На рис. 5.34 представлены начальные этапы соударения, этапы затухания ударной волны в компактном цилиндрическом элементе. В верхней полуплоскости симметрии стрелками обозначено поле массовых скоростей, максимальная длина стрелки соответствует максимальной массовой скорости – V_{\max} . В нижней полуплоскости симметрии показаны интервалы относительных давлений P/P_{\max} , обозначения интервалов приведены под рисунками.

По распределению давления на рис. 5.35 видно, что снятие импульса ударной волны D_1 в компактном элементе происходит до отрицательных значений давления. Это связано с наложением волн разгрузки, распространяющихся от экрана и от боковых поверхностей ударника. Однако величина растягивающих напряжений оказалась недостаточной для разрушения элемента.

Процесс пробития экрана по типу «срезания пробки» показан на рис. 5.36, где в нижней полуплоскости рисунков значками отмечены области разрушений экрана. Здесь введены следующие обозначения: «СДВИГ» – область разрушений по типу сдвига; «ОТРЫВ» – область разрушений по типу отрыва.

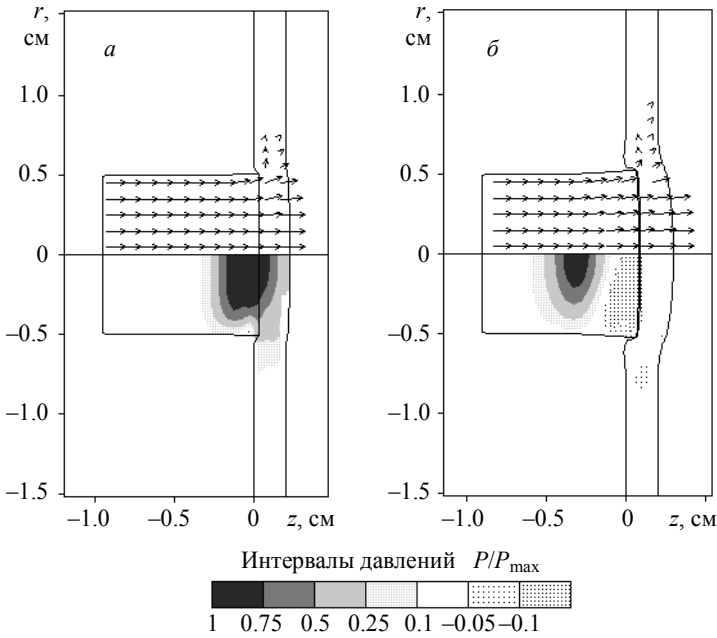


Рис. 5.34. Поле массовых скоростей и интервалы давлений:
 $a - t = 0.5 \text{ мкс}$; $V_{\max} = 1.32 \text{ км/с}$; $P_{\max} = 10.7 \text{ ГПа}$; $b - t = 1.0 \text{ мкс}$;
 $V_{\max} = 1.38 \text{ км/с}$; $P_{\max} = 8.62 \text{ ГПа}$

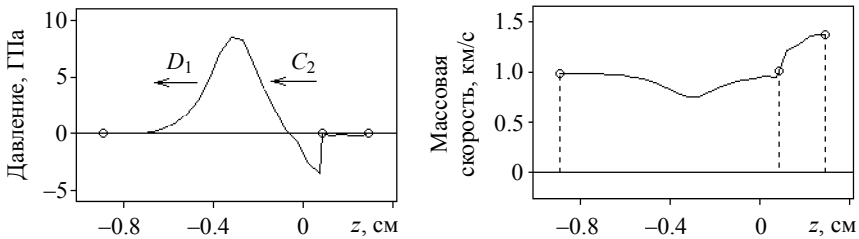


Рис. 5.35. Распределение давления и массовой скорости
 вдоль оси симметрии при $t = 1 \text{ мкс}$

Пробитие экрана начинается с образования зоны сдвиговых разрушений (см. рис. 5.36, *a*). Затем в результате снижения прочности материала экрана на разрыв область сдвиговых разрушений трансформиру-

ется в область разрушений по типу отрыва с последующей фрагментацией экрана. К моменту времени 10 мкс процесс пробития экрана можно считать законченным, ударник имеет незначительный перепад скоростей. Его средняя скорость составляет $V_{cp} = 0.93$ км/с. Пробитая часть экрана летит со средней скоростью $V_{cp} = 1.2$ км/с, большей скорости удара. Такой эффект обусловлен низкой плотностью алюминиевого экрана по сравнению с железным ударником. Под рисунком введены следующие обозначения: V_n – скорость задней точки ударника на оси симметрии; V_k – скорость передней точки.

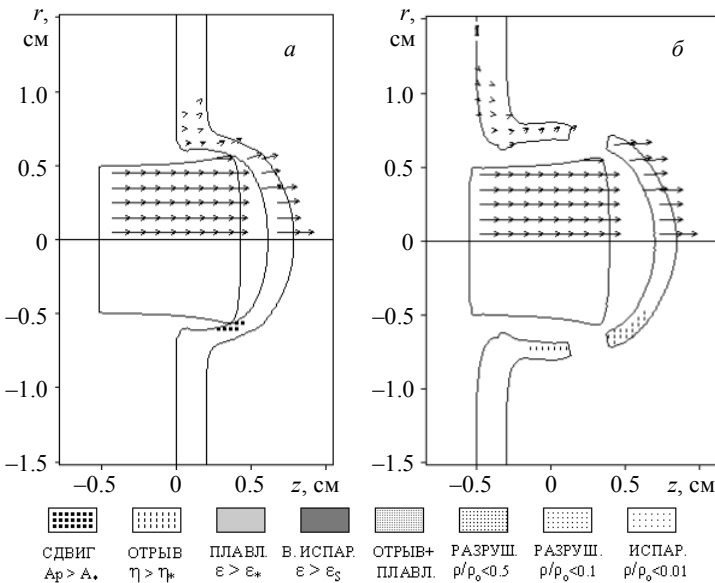


Рис. 5.36. Поле массовых скоростей и области разрушений:
 а – $t = 5$ мкс; $V_{max} = 1.25$ км/с; $V_n = 0.94$ км/с; $V_k = 0.86$ км/с;
 б – $t = 10$ мкс; $V_{max} = 1.10$ км/с; $V_n = 0.92$ км/с; $V_k = 0.94$ км/с

В следующем варианте соударения, где начальная скорость удара увеличена до значения $V_0 = 2$ км/с, процесс пробития экрана происходит по несколько иной схеме (рис. 5.37). Здесь преобладают разрушения по типу отрыва, возникающие за счет разгрузки ударных волн до сильных растягивающих напряжений, так называемые откольные разруше-

ния. Область откольных разрушений распространяется и на материал ударника.

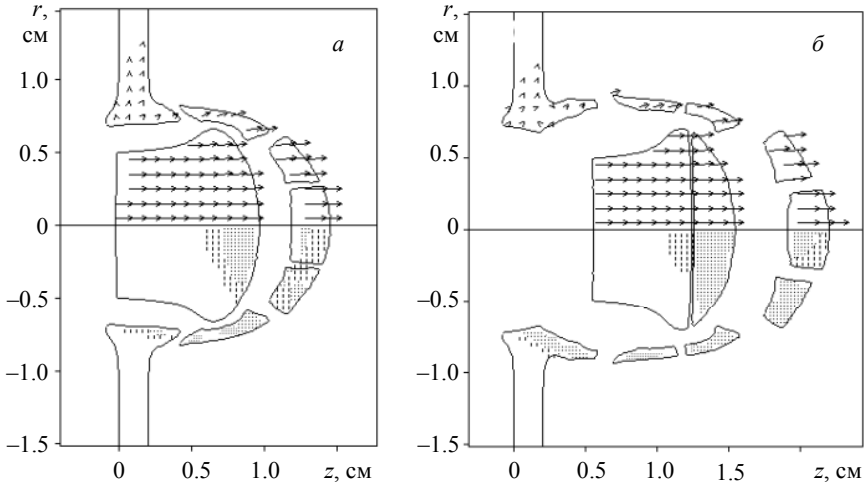


Рис. 5.37. Поле массовых скоростей и области разрушений: *a* – $t = 5$ мкс; $V_{\max} = 2.56$ км/с; $V_n = 1.95$ км/с; $V_k = 1.97$ км/с; *б* – $t = 8$ мкс; $V_{\max} = 2.49$ км/с; $V_n = 1.92$ км/с; $V_k = 1.95$ км/с

Разрушенные фрагменты ударника и экрана, разлетаясь в виде осколочного потока, увеличиваются в размерах, расплываются. Это происходит за счет увеличения относительного объема пор, т.е. за счет уменьшения относительной плотности пористого материала до величины $\rho/\rho_0 < 0.5$ (см. рис. 5.37, *б* и обозначения под рис. 5.36). По мере разлета средняя плотность этих фрагментов будет снижаться. Следовательно, такие разрушенные фрагменты можно интерпретировать как некоторое низкоплотное вещество, подобное облакам пыли.

Пробитие экрана, представленное на рис. 5.38, рассмотрено при следующих исходных данных: ударник – стальной шар диаметром $d_0 = 9.6$ мм; преграда – алюминиевый экран толщиной $h_1 = 2$ мм; скорость удара $V_0 = 2.094$ км/с. В этом варианте удара осуществлялось сравнение результатов решения задачи с экспериментальными данными, полученными В.Ф. Толкачевым.

Экспериментальные исследования взаимодействия ударников с преградами проводились на стенде, включающем в себя гладкоствольную баллистическую установку, трассу, оснащенную измерительной синхронизирующей и регистрирующей аппаратурой. Динамика процесса взаимодействия ударников с преградами регистрировалась рентгеноимпульсным методом и высокоскоростной покадровой съемкой. В эксперименте фиксировалась начальная скорость ударника и скорость его остатка за преградой с точностью до 1%.

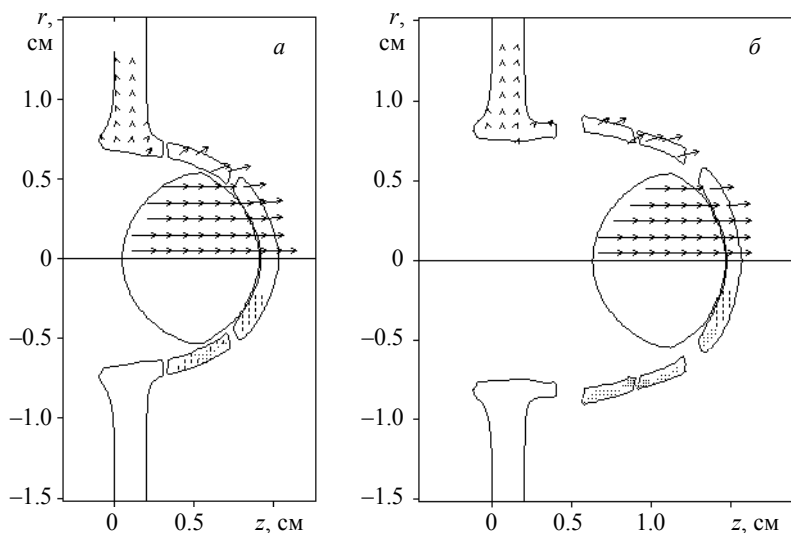


Рис. 5.38. Поле массовых скоростей и области разрушений:
 $a - t = 5$ мкс; $V_{cp} = 1.90$ км/с; $b - t = 8$ мкс; $V_{cp} = 1.91$ км/с

После пробития экрана ударник слабо деформирован и не разрушен (как в расчетах, так и в эксперименте). Конечная высота ударника в расчете получена 8.2 мм; в эксперименте – 8.6 мм. Остаточная скорость в расчете – $V_{cp} = 1910$ м/с; в эксперименте – $V_e = 1905$ м/с. Приведенное выше сравнение результатов численного расчета с экспериментальными данными можно рассматривать как реализацию первого этапа расчетно-экспериментального метода для экранированных преград.

Второй этап расчетно-экспериментального метода. Следующим этапом тестирования является повторение в численных расчетах соот-

ветствующего эксперимента более сложного варианта соударения КЭ с экранированной преградой. Эксперимент также выполнен в НИИ прикладной математики и механики. Исходные данные этого варианта удара следующие: ударник – стальной компактный цилиндр диаметром и длиной 8 мм; начальная скорость удара $V_0 = 3.32$ км/с; первый элемент преграды – алюминиевый экран толщиной 5 мм. Вторая стальная пластина толщиной 11 мм удалена на 50 мм от экрана.

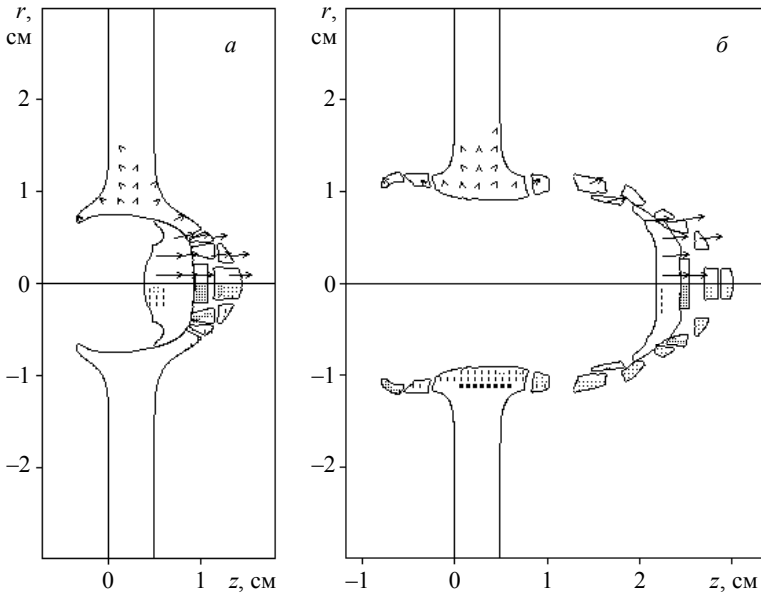


Рис. 5.39. Поле массовых скоростей и области разрушений: *a* – пробитие экрана, $t = 4$ мкс, $V_{cp} = 2.6$ км/с; *б* – разлет осколков, $t = 10$ мкс, $V_{cp} = 2.5$ км/с

На рис. 5.39 представлена конфигурация взаимодействующих тел после пробития экрана и на начальном этапе разлета осколочного потока. Ударник к моменту времени 10 мкс полностью деформировался, его осевой фрагмент частично разрушен по типу отрыва; средняя скорость этого фрагмента составляет $V_{cp} = 2.5$ км/с. Начало взаимодействия осколочного потока с основной пластиной показано на рис. 5.40.

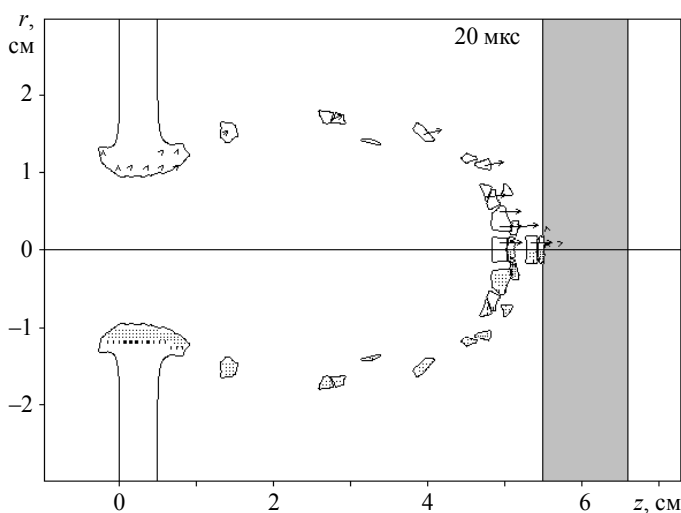


Рис. 5.40. Взаимодействие осколочного потока со стальной пластиной

В данном варианте удара экранная защита преграды вполне эффективна. Цилиндрический ударник полностью разрушается, а его осколки в полете между преградами разлетаются в радиальном направлении. Периферийные фрагменты в процессе полета между пластинами распыляются, а их воздействие на вторую пластину будет незначительно. Наибольшей поражающей эффективностью обладают центральные осколки ударника и экрана.

На рис. 5.41 приведены расчетная конфигурация второй пластины и фотография разреза второй пластины (справа). Расчеты проведены до прекращения процесса разрушения и пластической деформации второй преграды (до 50 мкс).

В обоих случаях отсутствует сквозное пробитие преграды. В данном варианте удара экранная защита преграды вполне эффективна. После взаимодействия со второй преградой осколки ударника и экрана переходят в расплавленное состояние. Реальное воздействие на вторую пластину оказывают лишь фрагменты осколочного потока, летящие вблизи оси удара. Из сравнения этих рисунков видно, что конечные результаты воздействия осколочного потока на лицевую сторону преграды хорошо согласуются по диаметру и максимальной глубине поражения. Диаметр тыльного разрушения в расчете составляет 22 мм; в эксперименте – 25 мм.

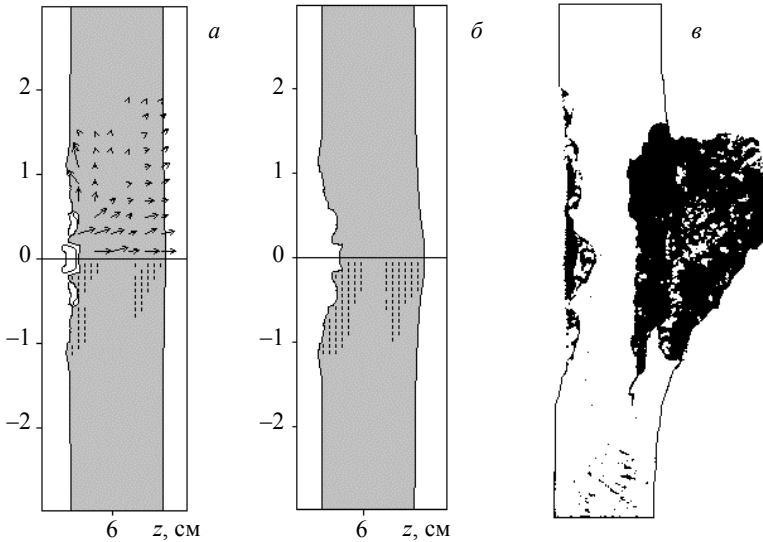


Рис. 5.41. Разрушение стальной пластины:
a – $t = 25$ мкс; *б* – $t = 50$ мкс; *в* – эксперимент

Пробитие многоэкранной защитной конструкции. Целью дальнейших исследований данного подраздела является изучение поведения твердых деформируемых тел в процессе взаимодействия компактного цилиндрического ударника с набором тонких разнесенных преград; определение эффективности многоэкранной защитной конструкции по сравнению с монолитной преградой конечной толщины [19].

Исходная конфигурация первого варианта задачи, взаимодействие ударника с набором экранов, изображена на рис. 5.42. Скорость ударника направлена вдоль оси симметрии и нормали к преграде, задача рассматривается в осесимметричной постановке. В качестве исходных данных приняты следующие параметры ударника и преграды. Ударник – цилиндр высотой и диаметром 10 мм, материал – твердая сталь, начальная скорость удара – от 200 м/с до 10 км/с. В первом варианте задачи преграда представляет собой серию последовательно расположенных алюминиевых экранов (см. рис. 5.42) толщиной 3 мм, удаленных друг от друга на расстояние 40 мм. Преграда второго варианта задачи –

алюминиевая плита толщиной, пробиваемой при заданной скорости ударника с минимальной конечной скоростью (не более 40 м/с). В этой серии расчетов толщина преграды определяется путем ее подбора.

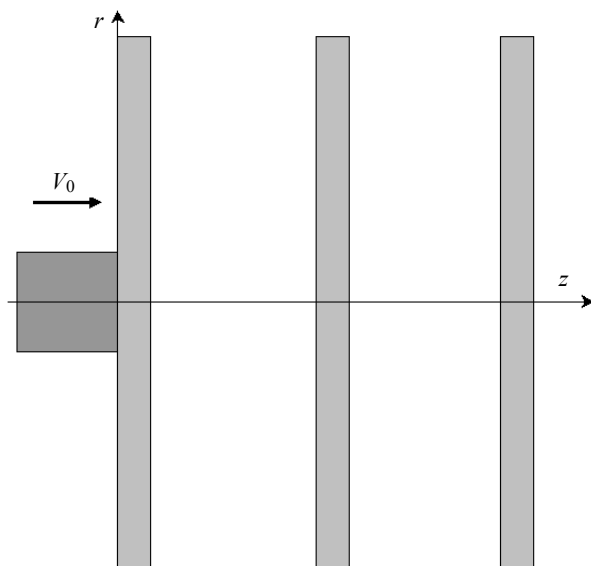


Рис. 5.42. Исходная конфигурация взаимодействующих тел

На рис. 5.43 приведена кривая зависимости суммарной толщины пробиваемых экранов H_s (кривая 1) от начальной скорости ударника V_0 . Зависимость предельной толщины монолитной преграды H_p , пробиваемой с минимальной конечной скоростью, представлена кривой 2. Коэффициент эффективности экранной защиты, вычисляемый по формуле $K_p = (H_p - H_s) / H_s$, представлен кривой 3.

С возрастанием начальной скорости ударника кривая коэффициента эффективности K_p также возрастает, но имеет два локальных минимума при скорости удара 2 и 8 км/с. Первый минимум кривой 3, при скорости 2 км/с, соответствует максимальной толщине пробиваемых экранов. Компактный элемент после пробития седьмого экрана разрушается незначительно, а пробитие восьмого экрана заканчивается торможением деформированного, но не полностью разрушенного ударника.

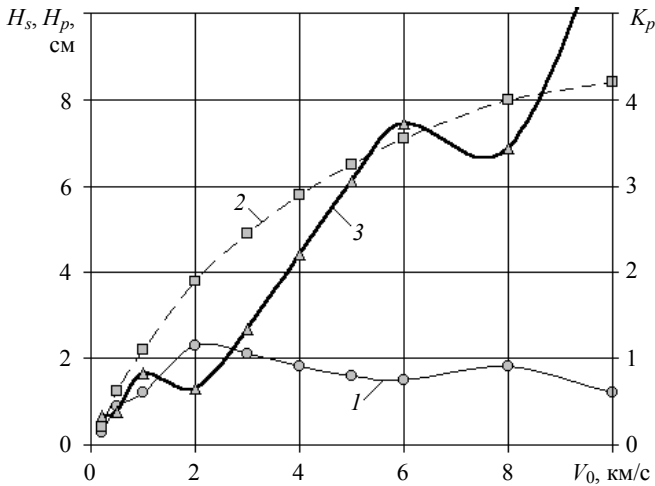


Рис. 5.43. Зависимость эффективности (кр. 3) экранной защиты K_p от начальной скорости компактного цилиндрического ударника

Второй локальный минимум кривой 3 при скорости удара 8 км/с соответствует случаю, когда КЭ пробивает шесть слоев экранной защиты. Шестой экран пробивается расплавленными фрагментами ударника, летящими вдоль оси симметрии; скорость пробития составляет 250 м/с. На седьмом экране происходит полное торможение осколочного потока. Наибольшее значение эффективности достигается при скорости ударника 10 км/с. Ниже представлены отдельные моменты процесса взаимодействия с иллюстрацией поля скоростей и областей разрушения.

На рис. 5.44 изображен процесс взаимодействия ударника с первым и вторым экраном при начальной скорости ударника 2 км/с. В верхней полуплоскости рисунка стрелками обозначено поле массовых скоростей, в нижней части рисунка различными значками отмечены различные состояния разрушенных фрагментов ударника и преграды. Под рисунком дана краткая расшифровка этих состояний: СДВИГ – материал разрушен по типу сдвига; ОТРЫВ – материал разрушен по типу отрыва; ПЛАВЛ – внутренняя энергия среды выше энергии плавления; В. ИСПАР – внутренняя энергия материала выше энергии сублимации; ИСПАР – вещество находится в испаренном состоянии.

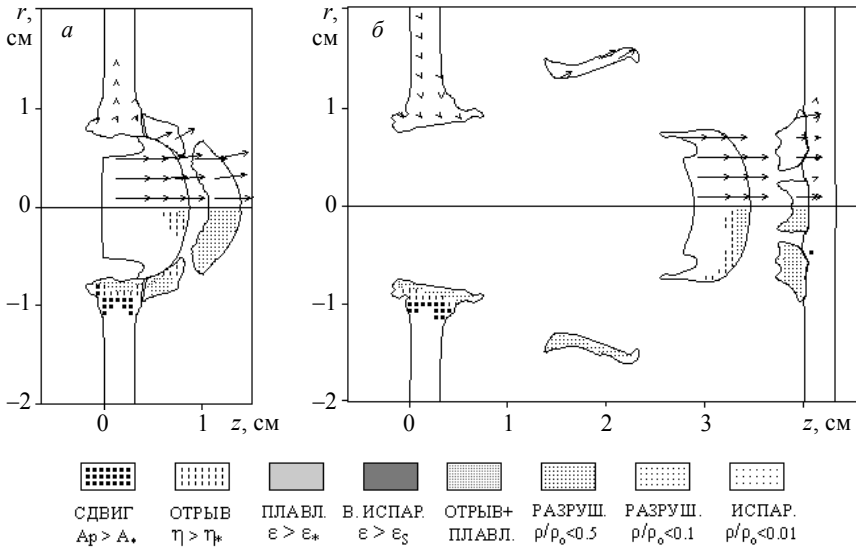


Рис. 5.44. Пробитие первого экрана ($t = 5$ мкс) и взаимодействие его фрагментов со вторым экраном ($t = 20$ мкс)

После пробития первого экрана (см. рис. 5.44, б) ударник деформируется и вместе с фрагментами пробитого экрана взаимодействует со вторым экраном. Ударник находится в твердом состоянии, средняя скорость ударника падает до величины 1.8 км/с, а скорость фрагментов преграды составляет 2.14 км/с, что больше начальной скорости ударника. Это обусловлено тем, что плотность материала преграды меньше плотности материала ударника. Диаметр области поражения второго экрана больше, чем у первого экрана, за счет разлета осколков. Фрагменты первого экрана имеют слабую проникающую способность из-за их распыления до низкой плотности.

Динамику процесса изменения массовой скорости вдоль оси удара характеризует рис. 5.45. Кружками на рисунке обозначены положения границ взаимодействующих тел. Ноль на оси z соответствует первоначальной точке контакта ударника и первого экрана. После пробития первого экрана падение скорости ударника незначительно. Передний фрагмент первого экрана, взаимодействуя со вторым экраном, тормозится, увеличивая массовую скорость второго экрана (см. рис. 5.45, б).

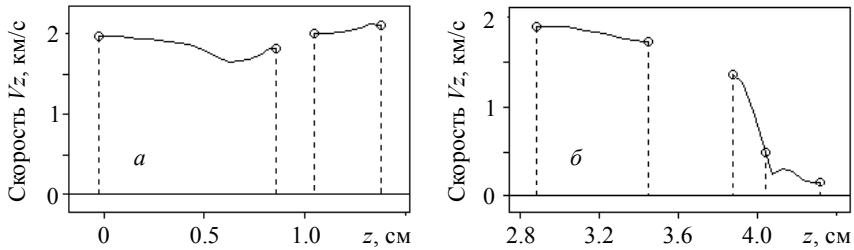


Рис. 5.45. Распределение массовой скорости вдоль оси симметрии взаимодействующих тел: $a - t = 5$ мкс; $b - t = 20$ мкс

Рис. 5.46 иллюстрирует пробитие второго экрана и процесс взаимодействия его фрагментов с третьим экраном. Под рис. 5.46 приведены значения скоростей: V_n – скорость задней точки ударника на оси симметрии; V_k – скорость контакта «передний фрагмент – третий экран»; V_l – скорость тыльной границы третьего экрана. Скорость V_n в данном случае можно считать средней скоростью ударника, так как в момент подхода к третьему экрану его массовые скорости выравниваются. Основную роль при пробитии третьего экрана будут выполнять центральный фрагмент второго экрана и деформированный ударник. Задние боковые фрагменты не повлияют на процесс пробития, так как они имеют низкую скорость, порядка 700 м/с, и низкую относительную плотность,

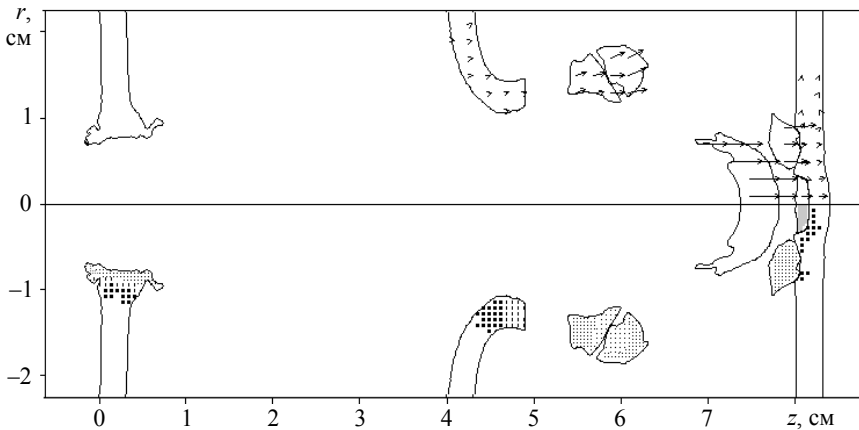


Рис. 5.46. Взаимодействие фрагментов с третьим экраном $t = 50$ мкс;
 $V_n = 1410$ м/с; $V_k = 500$ м/с; $V_l = 360$ м/с при $r = 0$

меньшую 0.5, за счет высокой пористости их материала. Эти фрагменты можно считать облаком песка или пыли. При подходе к третьему экрану степень их распыленности увеличится.

При пробитии последующих пяти экранов ударник деформируется и только после взаимодействия с седьмым экраном начинает фрагментироваться. В нем появляются сдвиговые разрушения, которые трансформируются в разрушения по типу отрыва. Наиболее опасными с точки зрения пробития последующих экранов являются фрагменты, летящие вблизи от оси симметрии, периферийные осколки, как правило, обладают слабой проникающей способностью.

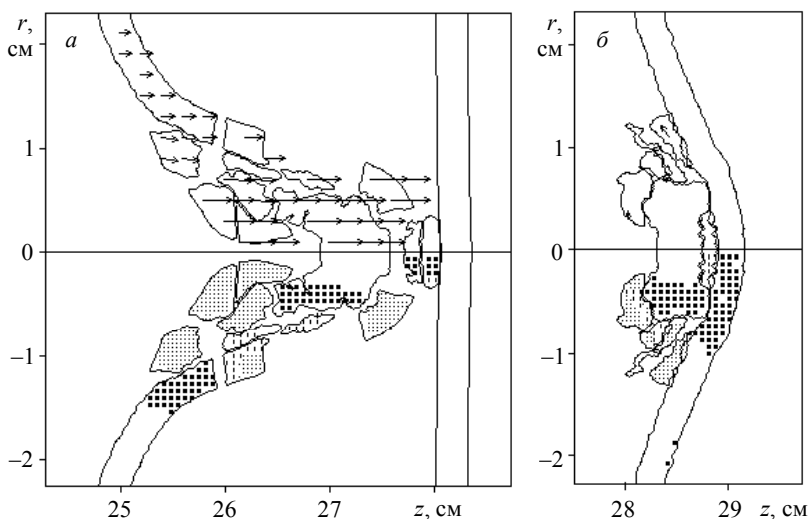


Рис. 5.47. Пробитие седьмого экрана ($t = 500$ мкс) и взаимодействие осколочного потока с восьмым экраном ($t = 780$ мкс)

На рис. 5.47 представлены момент пробития седьмого экрана и взаимодействие осколочного потока с восьмым экраном. К моменту времени 500 мкс средняя скорость ударника падает до величины 220 м/с (см. рис. 5.47, а), а к моменту 780 мкс она становится не более 10 м/с (см. рис. 5.47, б). Процесс заканчивается после взаимодействия остатков осколочного потока с восьмым экраном; все мелкие фрагменты, не содержащие узлы расчетных точек, автоматически удаляются из

расчета. Суммарную толщину пробиваемых экранов с достаточной точностью можно определить как толщину семи экранов и неполную толщину восьмого экрана. Высокая эффективность пробития связана с тем, что ударник разрушается не полностью, а его остаток тормозится за счет падения массовой скорости.

Наибольшее значение коэффициента эффективности $K_p = 6$ достигается при скорости ударника $V_0 = 10$ км/с. Состояние фрагментов ударника и преграды после пробития первого экрана представлено на рис. 5.48, *a*. На начальном этапе взаимодействия материал КЭ и преграды перед ударником переходят в расплавленное состояние. Затем в результате осевого и радиального разлета ударно-сжатого вещества начинается процесс его фрагментации, т.е. формируется осколочный поток, состоящий из фрагментов КЭ и экрана. В процессе полета ко второму экрану фрагменты расплываются, расстояние между ними увеличивается. Скорость передних фрагментов до ударного взаимодействия со вторым экраном составляет 14 км/с, а после взаимодействия в момент времени $t = 4$ мкс эта скорость снижается до величины $V_k = 2.6$ км/с. Скорость задних фрагментов КЭ на оси симметрии равна $V_n = 8.1$ км/с.

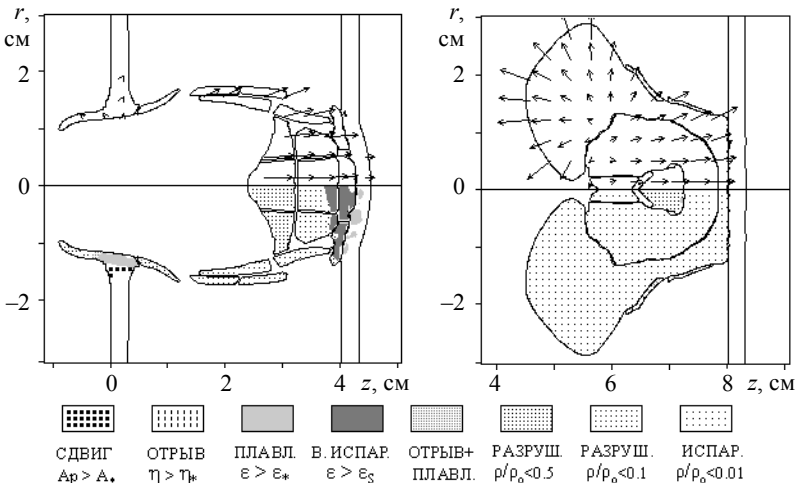


Рис. 5.48. Взаимодействие осколочного потока со вторым экраном:

$$a - t = 4 \text{ мкс}; V_n = 8.1 \text{ км/с}; V_k = 2.6 \text{ км/с};$$

$$b - t = 10 \text{ мкс}; V_n = -2100 \text{ м/с}; V_k = 40 \text{ м/с}$$

Рис. 5.48, б иллюстрирует начало взаимодействия испаренного вещества второго экрана ($t = 10$ мкс) с третьим экраном. Скорость передней точки газового облака перед взаимодействием с третьим экраном составляет 12.5 км/с, а после ударного взаимодействия происходит почти полное его торможение до величины $V_k < 50$ м/с. Поток вещества перед экраном имеет большой диапазон массовых скоростей как по величине, так и по направлению (см. рис. 5.48, б). В центре газового облака летит расплавленный и распыленный фрагмент КЭ, который будет способствовать пробитию третьего экрана.

В результате взаимодействия с третьим экраном он также испаряется, а пробитие четвертого экрана осуществляется фрагментами третьего экрана. На рис. 5.49 представлена конфигурация взаимодействующих тел после пробития третьего и четвертого экранов. Скорость передних фрагментов составляет примерно 250 м/с. Они находятся в разрушенном и распыленном состоянии. Пробития пятого экрана не происходит.

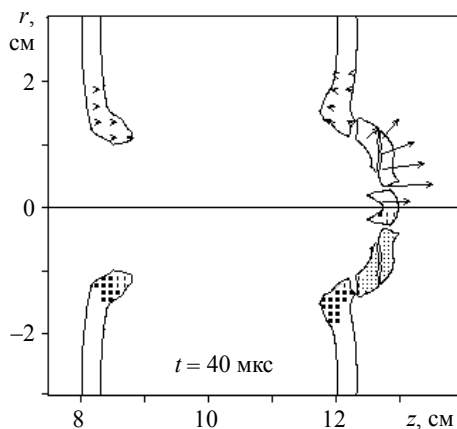


Рис. 5.49. Пробитие четвертого экрана, $V_k = 250$ м/с

Из всего вышесказанного можно сделать вывод, что коэффициент эффективности в исследуемом диапазоне скоростей принимает максимальное значение при начальной скорости ударника 10 км/с. Испарение компактного элемента уменьшает число пробиваемых экранов, а значит, увеличивает эффективность экранной защиты. Дальнейшее возрастание скорости удара не приведет к существенному увеличению суммарной толщины пробиваемых экранов.

Взаимодействие КЭ с монолитной плитой, защищенной экраном.

Постановка задачи для изучения физики взаимодействия компактных элементов с экранированной преградой формулируется следующим образом. Шаровые ударники различной массы взаимодействуют с преградой, изображенной на рис. 5.50. Скорость ударника направлена по нормали к преграде. Задача решена при следующих исходных данных: материал ударников – сталь, массы ударников – $M = 1,9, 50$ г, массы ударников соответствуют их диаметрам $D_0 = 6,2, 13, 23$ мм; толщина алюминиевого экрана – $h = 13$ мм; удаление экрана от полубесконечной преграды – $H_p = 50$ мм; диапазон скоростей удара – $V_0 = 2 \dots 15$ км/с [20].

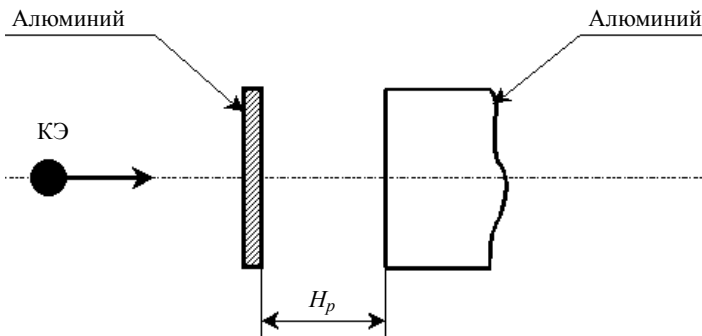


Рис. 5.50. Исходная конфигурация взаимодействующих тел

Целью первого этапа задачи являются оценка состояния осколочного потока, изучение механизма переноса начальной кинетической энергии компактного элемента $E_0 = MV^2/2$ в энергию осколочного потока. В процессе расчета всех вариантов задачи осуществлялось вычисление полной и кинетической энергии ударника и экрана на каждом шаге по времени. Одновременно проверялся баланс энергий

$$E_0 = E_p = E_K + E_{BH},$$

где E_p – текущая полная энергия ударника и экрана; E_K – кинетическая энергия ударника и экрана; E_{BH} – внутренняя энергия ударника и экрана. На начальной стадии ударного взаимодействия, т.е. до удаления из расчета пробитой части экрана, этот баланс выполнялся с точностью до 10...15%. Причем снижение полной энергии системы «ударник – эк-

ран» началось после начала фрагментации взаимодействующих тел и после выхода волны сжатия на боковую границу экрана.

На рис. 5.51 приведены зависимости полной E_P энергии осколочного потока от скорости удара V_0 , без учета полной энергии пробитой части экрана. Рисунок свидетельствует, что наиболее стабильно ведет себя эта энергия для ударника массой $M = 50$ г. Относительная энергия осколочного потока изменяется в небольших диапазонах: $E_P / E_0 = 0.60 \dots 0.75$ – полная энергия; $E_K / E_0 = 0.55 \dots 0.70$ – кинетическая энергия; $E_{BH} / E_0 = 0.05 \dots 0.06$ – внутренняя энергия. Для ударника массой $M = 1$ г этот диапазон охватывает более низкие значения полной и кинетической энергии: $E_P / E_0 = 0.25 \dots 0.48$; $E_K / E_0 = 0.13 \dots 0.37$, а внутренняя энергия изменяется в большем диапазоне $E_{BH} / E_0 = 0.09 \dots 0.19$.

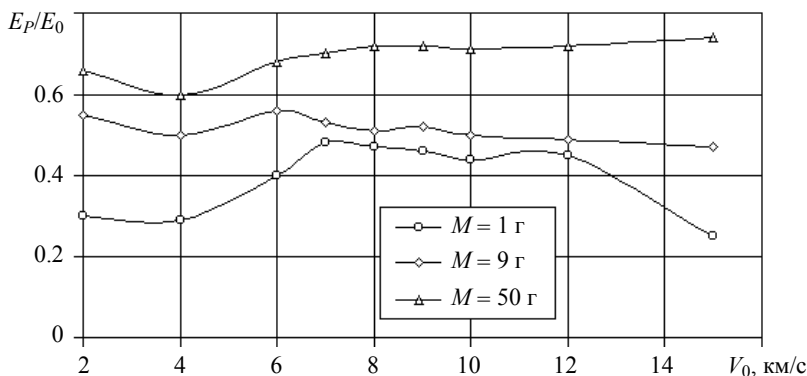


Рис. 5.51. Зависимость энергии осколочного потока от скорости удара

На рис. 5.52 приведены конфигурации фрагментов осколочного потока перед взаимодействием с полубесконечной преградой для скорости удара $V_0 = 10$ км/с и массы КЭ, равной 1 и 50 г. В верхней полуплоскости рисунков стрелками показано поле массовых скоростей. В нижней части рисунков различными значками отмечены различные состояния взаимодействующих тел.

Общая картина взаимодействия ударника и экрана в данном случае имеет следующие особенности. На начальном этапе взаимодействия ма-

териал КЭ и преграды перед ударником переходят в расплавленное состояние. Затем в результате осевого и радиального разлета ударно-сжатого вещества начинается процесс его фрагментации, т.е. формируется осколочный поток, состоящий из фрагментов КЭ и экрана. Наибольшее снижение максимальной скорости имеет место у ударника массой 1 г (рис. 5.52, *a*), а для ударника массой 50 г (рис. 5.52, *б*) наблюдается даже некоторое возрастание величины V_{\max} по сравнению с начальной скоростью удара. Максимальная скорость достигается, как правило, в переднем фрагменте осколочного потока.

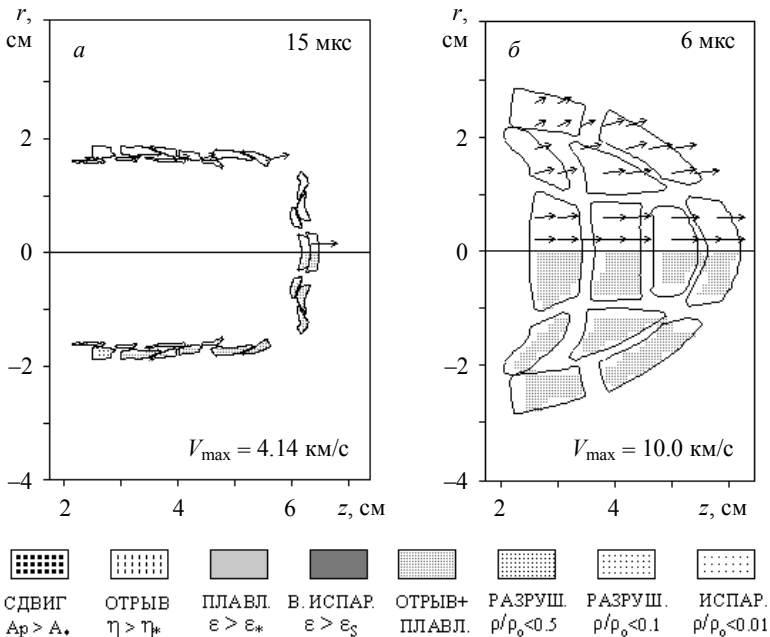


Рис. 5.52. Конфигурация фрагментов осколочного потока:

a – $M = 1$ г; *б* – $M = 50$ г

Основной вывод, который можно сделать из анализа состояний осколочных потоков перед взаимодействием с полубесконечной преградой, сводится к следующему. В рассматриваемой конструкции преграды (см. рис. 5.50) экранная защита для ударников массой $M = 50$ г и выше при $V_0 > 10$ км/с функционирует неэффективно. Осколочный по-

ток на рис. 5.52, б слабо рассредоточен. Удаление экрана от преграды, равное 50 мм, не достаточно для разлета фрагментов и их распыления. Ниже будет показано, что степень поражения полубесконечной преграды для этих вариантов соударения будет значительной.

Зависимости глубины $H_{кр}$ и объема $W_{кр}$ кратера в полубесконечной алюминиевой преграде от скорости удара V_0 приведены на рис. 5.53, 5.54. Величина глубины кратера отнесена к диаметру ударника D_0 , а величина объема кратера отнесена к объему ударника W_0 .

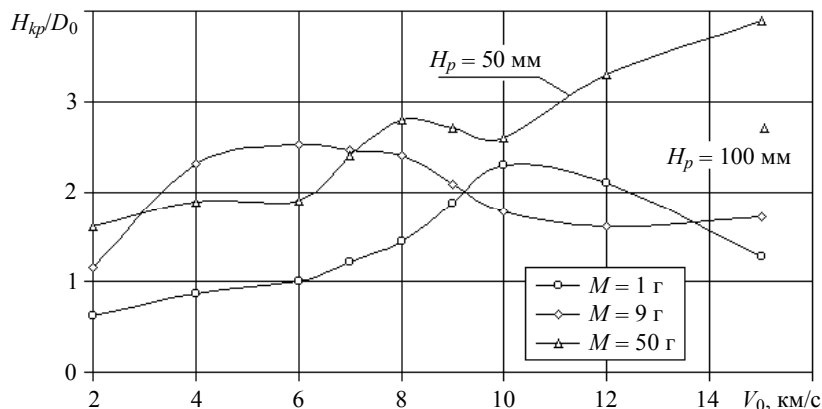


Рис. 5.53. Зависимость глубины кратера от скорости удара

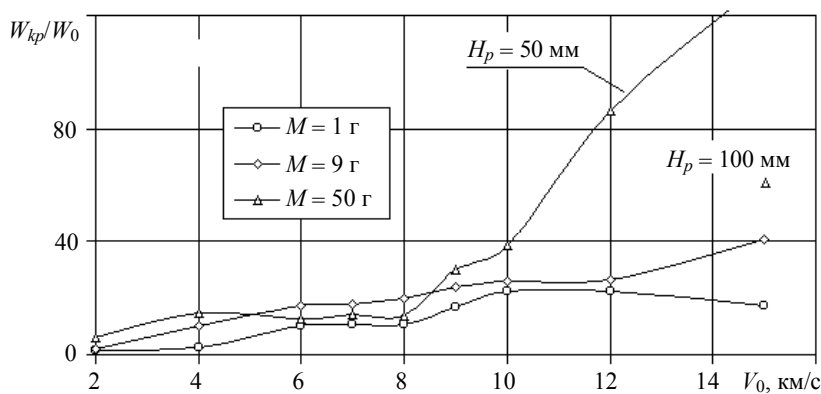


Рис. 5.54. Зависимость объема кратера от скорости удара

Зависимости на рис. 5.53 и 5.54 приведены для полубесконечной преграды, имеющей разнесение с экраном $H_{кр} = 50$ мм. Отдельными точками помечены значения глубины и объема кратера для ударника массой 50 г при скорости удара $V_0 = 15$ км/с ($H_{кр} = 100$ мм). Значение глубины кратера для ударника массой 1 г плавно возрастает при скоростях удара $V_0 < 10$ км/с, затем снижается при более высоких скоростях. Скорость $V_0 = 10$ км/с соответствует состоянию, когда начинается испарение фрагментов осколочного потока, летящих вдоль оси удара, при их взаимодействии с полубесконечной преградой. Аналогичным образом ведет себя кривая зависимости объема кратера от скорости удара (см. рис. 5.54).

Испаренное вещество обладает слабой проникающей способностью, поэтому в случае высоких скоростей удара рассредоточенные и распыленные фрагменты осколочного потока для КЭ массой 1 и 9 г не способствуют увеличению глубины и объема кратера.

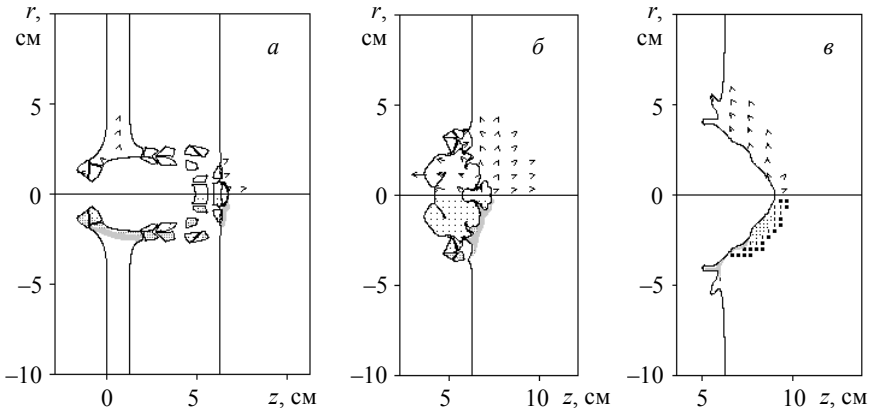


Рис. 5.55. Взаимодействие осколочного потока с преградой, $M = 9$ г:

$a - t = 6$ мкс, $V_k = 910$ м/с; $b - t = 10$ мкс, $V_k = 810$ м/с; $v - t = 60$ мкс, $V_k = 20$ м/с

На рис. 5.55 представлены различные этапы взаимодействия осколочного потока с полубесконечной преградой при скорости удара $V_0 = 15$ км/с и массе КЭ равной $M = 9$ г. Осколочный поток достаточно рассредоточен перед взаимодействием с преградой, а его воздействие на преграду, после испарения фрагментов, незначительно. Количественной оценкой эффективности экранной защиты в данном случае служит ве-

личина V_k – скорость центральной точки кратера в полубесконечной преграде.

Для ударника массой 50 г при $V_0 > 10$ км/с имеет место стабильное возрастание как глубины, так и объема кратера (рис. 5.53, 5.54), т.е. имеет место снижение эффективности экранной защиты преграды. Основной причиной снижения эффективности экрана является недостаточное его удаление $H_p = 50$ мм от преграды.

Экран на рис. 5.56 выполняет только первую свою функцию, способствует разрушению ударника. Однако из-за недостаточного удаления экрана от преграды $H_p = 50$ мм осколочный поток не успевает в полной мере расплыться и рассредоточиться. Фрагменты осколочного потока испаряются после некоторого проникания в преграду внутри кратера. Это способствует тому, что большая доля кинетической энергии расходуется на расширение кратера. Конечный результат взаимодействия такого потока с полубесконечной преградой показан на рис. 5.56, в. Глубина и объем кратера имеют значительные размеры, скорость центральной точки кратера равна 30 м/с, а формирование кратера еще не закончилось.

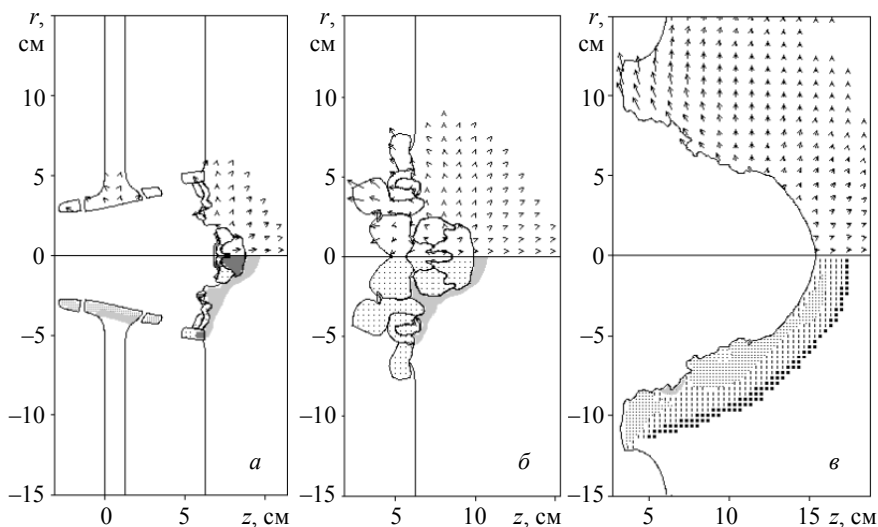


Рис. 5.56. Взаимодействие осколочного потока с преградой, $M = 50$ г:

$a - t = 10$ мкс, $V_k = 2870$ м/с; $б - t = 15$ мкс, $V_k = 1770$ м/с; $в - t = 60$ мкс, $V_k = 30$ м/с

Отдельными точками на рис. 5.53 и 5.54 обозначены глубина и объем кратера для варианта соударения ($M = 50$ г; $V_0 = 15$ км/с), когда экран удален от полубесконечной преграды на расстояние $H_p = 100$ мм. Осколочный поток в данном случае вполне рассредоточен, испарение фрагментов происходит, главным образом, на поверхности преграды. Взаимодействие такого потока с преградой имеет менее значительный конечный эффект, чем в варианте удара, представленного на рис. 5.56. К моменту времени 100 мкс формирование кратера практически закончилось, время формирования в два раз меньше, чем у предыдущего варианта удара на рис. 5.56. Следовательно, для повышения эффективности экранной защиты от ударников массой $M > 50$ г при высоких скоростях удара $V_0 > 10$ км/с необходимо в первую очередь увеличить удаление экрана от основной конструкции.

5.6. Формирование кумулятивных элементов и их проникание в разнесенные преграды

Физическая постановка задач, анализируемых в данном разделе, формулируется следующим образом [21]. Металлическая облицовка конической формы помещена на торцевой поверхности заряда взрывчатого вещества (ВВ). Основание заряда и ее боковая сторона – свободные поверхности, т.е. отсутствует защитная оболочка. На лицевой поверхности основного заряда помещен инициирующий заряд. Однако в реальных расчетах он отсутствует и учитывается лишь тем, что в основном заряде начинает распространяться сферическая детонационная волна с начальным радиусом кривизны, равным высоте инициирующего заряда.

Режим «обратной» кумуляции реализуется, когда угол при вершине конуса ψ является тупым ($\psi = 120 \dots 160^\circ$). В этом случае из облицовки формируется ударник компактный или удлинённой формы, летящий со скоростью 2...3 км/с. На рис. 5.57, а приведена исходная конфигурация заряда для метания кумулятивной облицовки, а на рис. 5.57, б представлена исходная конфигурация заключительного этапа функционирования кумулятивного заряда – проникание сформированного элемента в преграду.

Если угол при вершине конуса острый ($\psi = 3 \dots 60^\circ$), то имеет место режим классической кумуляции, когда формируется кумулятивная

струя, имеющая скорость головной части до 10 км/с. Относительная толщина облицовки h_0/d_0 должна быть не более 0.05, в противном случае кумулятивный эффект будет ослаблен. Материал облицовки должен быть пластичным и обладать высокой плотностью (медь, мягкая сталь и т.д.).

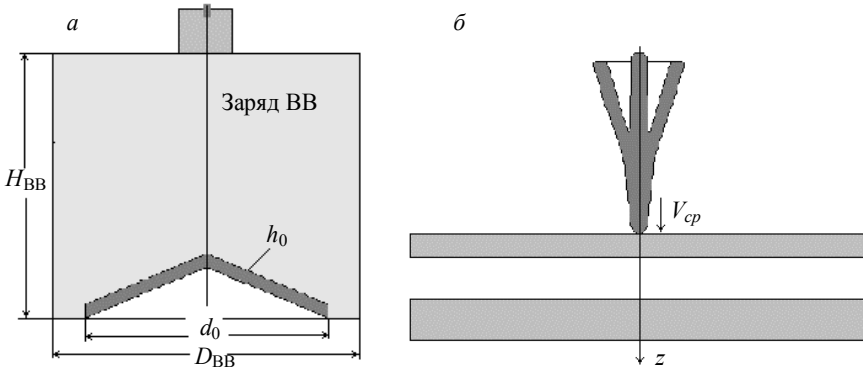


Рис. 5.57. Исходные конфигурации взаимодействующих тел:
a – до начала детонации ВВ; *б* – перед прониканием элемента в преграду

Формирование ударников и их проникание в преграду. Ниже анализируются два примера решения задачи о формировании поражающих элементов из конических кумулятивных облицовок. Исходные данные этих вариантов расчета следующие (см. рис. 5.57, *a*): заряд ВВ (пентолит) – цилиндр $D_{\text{ВВ}} = H_{\text{ВВ}} = 50$ мм; облицовка (медь) – диаметром $d_0 = 40$ мм и толщиной $h_0 = 2$ мм; угол при вершине конуса $\psi = 150^\circ, 140^\circ$.

Далее приводится краткий анализ всех этапов функционирования кумулятивного заряда на примере конической облицовки с углом раствора $\psi = 150^\circ$. Рис. 5.58 иллюстрируют этап детонации ВВ и разлет продуктов детонации в вакууме. Методика расчета стационарной детонации изложена в п. 5.1.

В верхней полуплоскости рис. 5.58, *a* показано поле массовых скоростей. Максимальная длина стрелки соответствует максимальному значению массовой скорости – V_{max} . В нижней полуплоскости приве-

дены интервалы относительных давлений P/P_{\max} , обозначения интервалов давления показаны под рисунком. Максимальная скорость V_{\max} достигается на границе разлета продуктов детонации (ПД) в вакуум, максимальное давление P_{\max} имеет место на пике детонационной волны. Параметры течения здесь близки к параметрам Чепмена – Жуге. Это видно по распределению массовой скорости и давления вдоль оси симметрии на рис. 5.58, б.

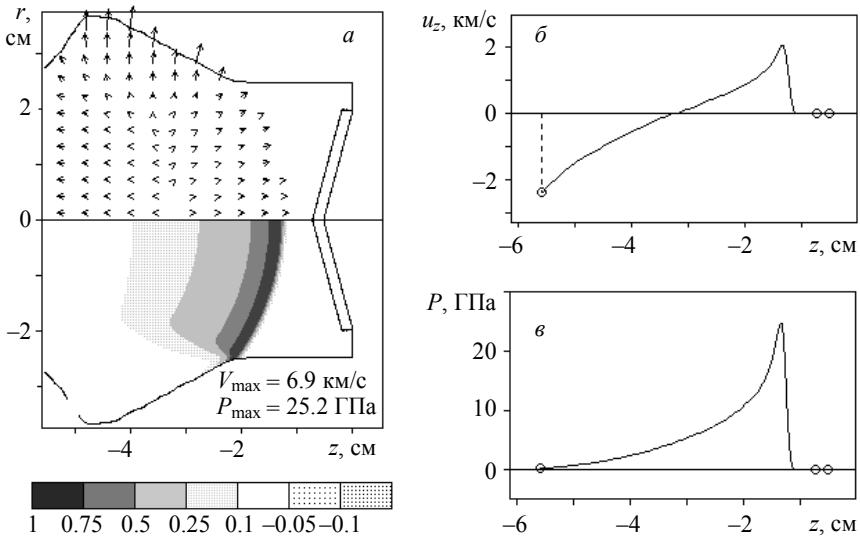


Рис. 5.58. Детонация заряда ВВ ($\psi = 150^\circ$, $t = 5$ мкс): а – поле массовых скоростей и интервалы относительных давлений P/P_{\max} ; б – распределение массовой скорости u_z ; в – давления P вдоль оси симметрии

После взаимодействия детонационной волны с конической облицовкой происходит ее распад на две ударные волны – прямую и обратную. Прямая ударная волна отражается от свободной поверхности облицовки и быстро исчезает. Поведение обратной ударной волны, уходящей в продукты детонации, более стабильно. Ее положение прослеживается на рис. 5.59 в области, где происходит торможение газообразного потока продуктов детонации.

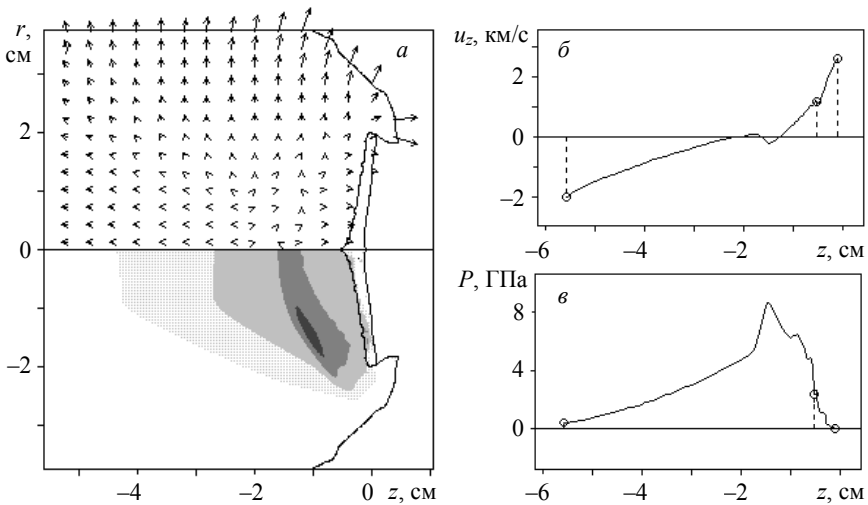


Рис. 5.59. Разгон облицовки продуктами детонации. $V_{\max} = 7.5 \text{ км/с}$; $P_{\max} = 14.5 \text{ ГПа}$; $t = 8 \text{ мкс}$: a – поле массовых скоростей и интервалы относительных давлений P/P_{\max} ; $б$ – распределение массовой скорости u_z ; $в$ – давления P вдоль оси симметрии

За счет сферичности детонационной волны деформация облицовки происходит постепенно, от ее центра к краям. В этот промежуток времени средняя скорость облицовки быстро возрастает до некоторого предельного значения. К моменту времени $t = 9.5 \text{ мкс}$ процесс разгона облицовки заканчивается, и дальнейшая ее деформация мало зависит от влияния продуктов взрыва.

После распада детонационной волны на контактной поверхности облицовки проходящая ударная волна и вектор массовой скорости меняют свое направление – нормализуются к поверхности контакта. Материал конуса перемещается преимущественно по нормали к его передней поверхности. Все участки облицовки получают радиальную составляющую массовой скорости, направленную к оси симметрии, т.е. возникает кумулятивный эффект, приводящий к перераспределению массовой скорости на оси симметрии.

Скорость задней точки конуса снижается (по сравнению со средней скоростью облицовки) до величины $V_n = 1.5 \text{ км/с}$, а скорость передней

возрастает до $V_k = 2.6$ км/с, средняя скорость облицовки равна $V_{cp} = 2.05$ км/с (рис. 5.60). Поток материала, перемещаясь с периферийных зон к оси симметрии, разделяется на два потока: один направлен в головную часть формирующегося ударника; другой – в обратном направлении. Этот процесс хорошо прослеживается на рис. 5.60, *а*, где показано поле относительных массовых скоростей

$$\bar{V}_{OT} = \bar{V}_{OT}(u_r, u_z - V_{cp}),$$

где V_{cp} – скорость центра массы облицовки.

Главная особенность иллюстрации, изображенной на рис. 5.60, заключается в том, что в центральной части облицовки преобладают сжимающие напряжения, и имеет место повышенный градиент скорости. Такая квазистационарная стадия деформации формирующегося ударника наблюдается достаточно длительный промежуток времени.

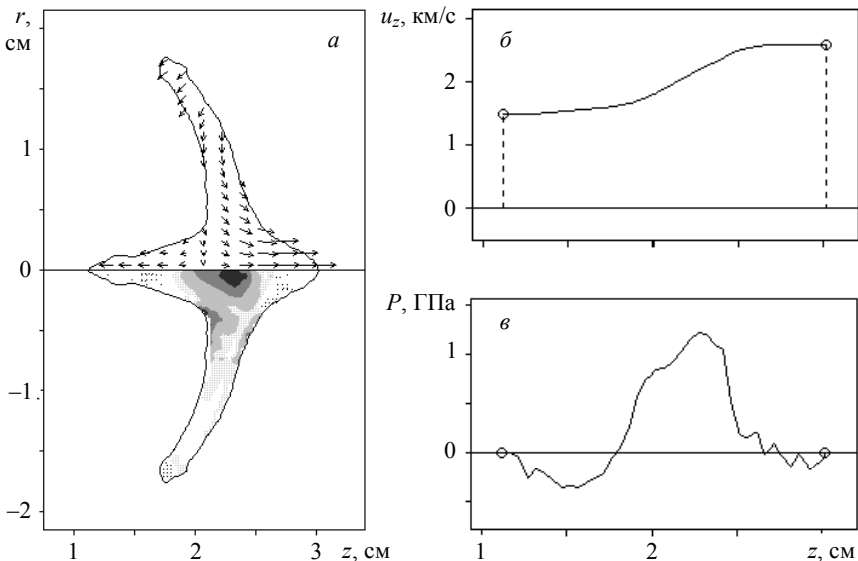
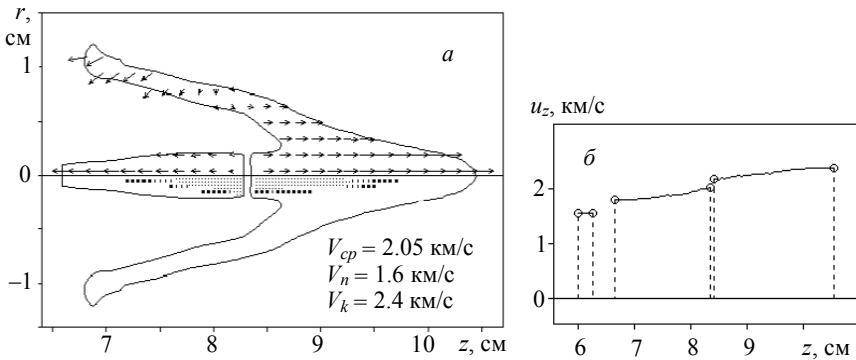


Рис. 5.60. Формирование ударника. $V_{cp} = 2.05$ км/с, $V_n = 1.5$ км/с, $V_k = 2.6$ км/с; $t = 20$ мкс: *а* – поле относительных массовых скоростей и интервалы относительных давлений P/P_{max} ; *б* – распределение массовой скорости u_z ; *в* – давления P вдоль оси симметрии

Рис. 5.61. Разрушение ударника при $t = 50 \text{ мкс}$

На рис. 5.61, *a* представлена конфигурация ударника на заключительной стадии формирования. В нижней полуплоскости симметрии показаны области различных состояний материала. Обозначения этих областей приведены под рис. 5.44 и имеют тот же смысл. Отделение всей хвостовой части ударника происходит по следующей схеме. В области, где относительная массовая скорость меняет направление, зарождаются сдвиговые разрушения. В результате снижения прочности материала на разрыв область сдвигового разрушения трансформируется в область разрушения по типу отрыва с последующей фрагментацией.

На рис. 5.61, *б* представлено распределение скоростей ударника вдоль оси симметрии. Видно, что перепады скоростей в каждом фрагменте ударника незначительные (не более 100 м/с), т.е. процесс формирования поражающего элемента близок к завершению. К этому моменту времени (50 мкс) радиальное перемещение материала в сторону оси симметрии практически прекратилось. Оно присутствует лишь в периферийной области облицовки. На рис. 5.61, *a* видно, почему процесс формирования ударников назван в работе [22] явлением «обратной» кумуляции – формирование хвостовой части ударника имеет большое сходство с формированием кумулятивной струи.

Далее представлен заключительный этап функционирования ударника, его проникание в преграду, состоящую из двух разнесенных слоев: первый слой – пластина толщиной 10 мм (твердая сталь) удалена от исходного заряда на расстояние 120 мм; второй слой – пластина толщиной 20 мм, удаленная от первой пластины на расстояние 50 мм; скорость удара (скорость переднего фрагмента) составляет 2.4 км/с.

При взаимодействии с монолитными и многослойными преградами поведение сформированного элемента мало отличается от поведения цилиндрического ударника той же массы и длины. При взаимодействии с тонким экраном бронепробивная способность ударника, имеющего ярко выраженные периферийные области (крылья), значительно ниже, чем у цилиндрического ударника. Этот эффект проиллюстрирован на рис. 5.62 и 5.63.

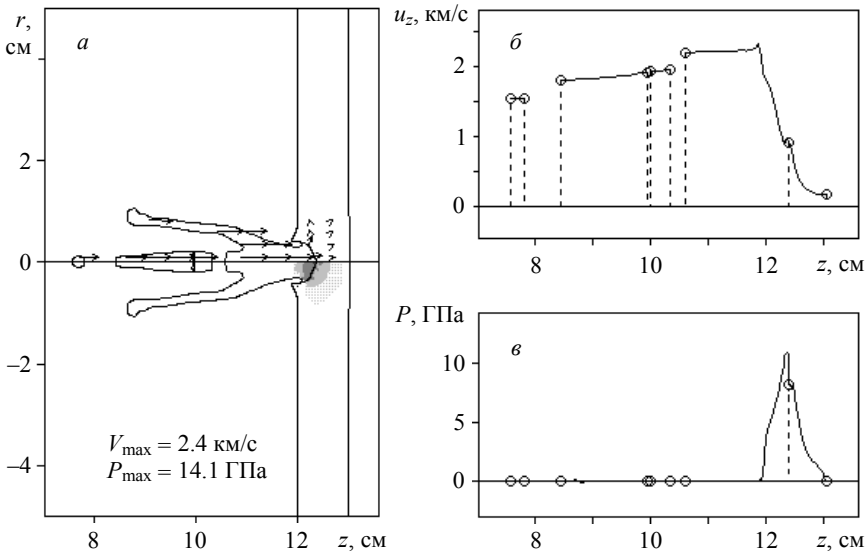


Рис. 5.62. Взаимодействие с первым слоем преграды при $t = 60$ мкс: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительных давлений P/P_{\max} ; *б* – распределение массовой скорости u_z и давления P вдоль оси симметрии

Пробитие первой пластины происходит таким образом, что закругленная головная часть ударника первоначально проталкивает впереди себя некоторую область преграды. Затем наблюдается второй этап торможения ударника, происходящий при взаимодействии крыльев элемента с краями пробойны пластины. Результатом такого взаимодействия является то, что конечная скорость ударника значительно снижается. Кроме того, дробление элемента, наблюдаемое на рис. 5.63, *a*, еще в большей степени снижает его проникающую способность.

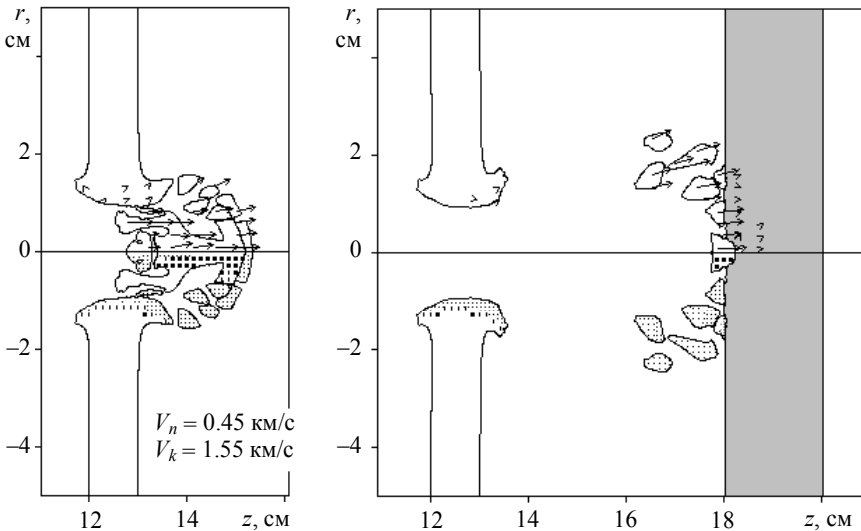


Рис. 5.63. Пробитие первого слоя и взаимодействие со вторым слоем преграды:
 а – $t = 80 \text{ мкс}$; б – $t = 100 \text{ мкс}$

Следовательно, тонкая преграда, расположенная на некотором расстоянии от основной конструкции, является эффективным средством защиты от кумулятивных элементов, имеющих крылья достаточно большого диаметра. Рис. 5.63, б подтверждает этот факт. Стальная пластина толщиной 20 мм, удаленная от первой на расстояние 50 мм, не пробивается поражающим элементом, сформированным из конической облицовки с углом раствора конуса $\psi = 150^\circ$.

Для сравнения конечных результатов процесса, описанного выше, далее рассматривается пример решения задачи для конической облицовки с углом $\psi = 140^\circ$. По мере уменьшения угла ψ перепад скоростей V_n и V_k увеличивается, также увеличивается и продолжительность формирования элемента. При $\psi = 140^\circ$ имеет место уже качественное отличие от предыдущего варианта. Головная часть формирующегося элемента вытягивается в виде длинного стержня, а крылья облицовки полностью схлапываются на оси симметрии (рис. 5.64).

Для проверки эффективности этого ударника в расчет введена разнесенная преграда, состоящая из двух стальных пластин, как в предыду-

шем варианте ($\psi = 150^\circ$). Преграда расположена на расстоянии 150 мм от исходного кумулятивного заряда. Процесс пробития этой преграды, представленный на рис. 5.65, свидетельствует о значительном увеличении эффективности поражающего элемента, сформированного из конической облицовки с углом раствора конуса $\psi = 140^\circ$. Средняя скорость осевых фрагментов ударника после пробития второй пластины еще значительна (порядка 1.7 км/с). Осколки, летящие за второй пластиной, составляют достаточно компактную массу, способную к поражению следующей конструкции.

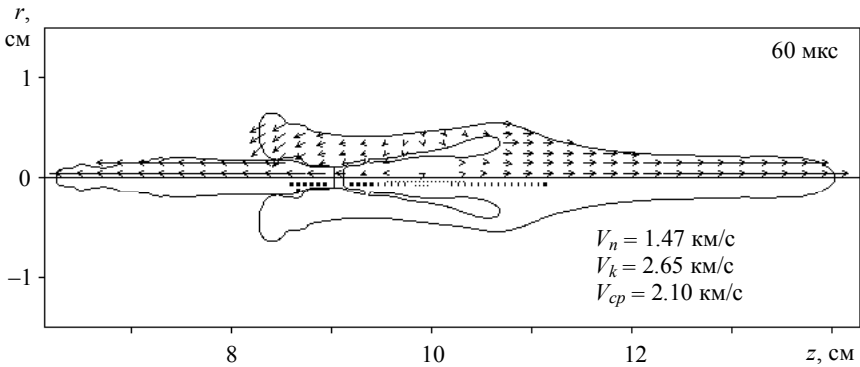


Рис. 5.64. Формирование ударника ($\psi = 140^\circ$)

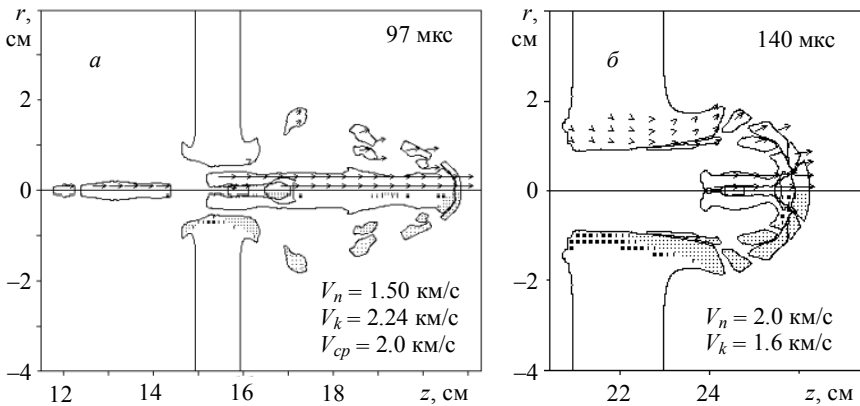


Рис. 5.65. Пробитие первого и второго слоя преграды

Формирование кумулятивной струи. Процесс формирования кумулятивных струй является качественно иным типом явления осевой кумуляции по сравнению с процессом «обратной» кумуляции. При обжатии продуктами детонации конические кумулятивные облицовки ($\psi \leq 60^\circ$) деформируются в компактную монолитную массу (пест), в передней части которой формируется кумулятивная струя. Масса металла, переходящего в кумулятивную струю, составляет 6...20% массы облицовки. Скорость головной части струи может достигать 10 км/с. Однако скорость головной части струи не является единственно важной характеристикой бронебойной способности такого кумулятивного заряда. Другими не менее важными параметрами являются длина и масса эффективной части струи. Ниже на основе вычислительных экспериментов анализируется весь цикл работы кумулятивного заряда при формировании кумулятивной струи из конической облицовки. Исходные данные этих экспериментов следующие: заряд ВВ (пентолит) – цилиндр $D_{ВВ} = 50$ м, $H_{ВВ} = 60$ мм; облицовка (медь) – диаметром $d_0 = 40$ мм и толщиной $h_0 = 2$ мм; угол при вершине конуса $\psi = 60^\circ$.

Рисунок 5.66, *a* иллюстрирует конфигурацию облицовки, поле массовых скоростей и интервалы давлений на начальном этапе ее формирования в кумулятивную струю. Процесс детонации и обжатия здесь мало в качественном отношении отличается от аналогичных процессов при метании облицовок, формирующих ударники ($\psi = 150^\circ$). Термин «метание» в данном случае не является корректным. Средняя скорость уже обжатой облицовки к моменту времени $t = 20$ мкс составляет $V_{cp} = 0.8$ км/с. Однако высокая скорость передней точки на оси симметрии облицовки способствует формированию кумулятивной струи,

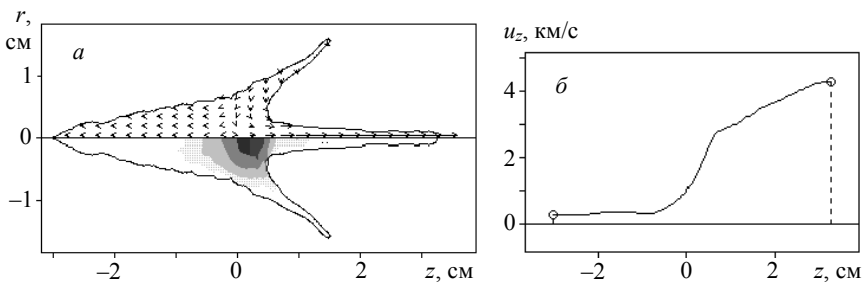


Рис. 5.66. Начальный этап формирования кумулятивной струи

имеющей достаточно большое удлинение. Процесс формирования струи носит квазистационарный характер. Ее скорость вдоль оси симметрии плавно возрастает до величины $V_k = 4.3$ км/с (см. рис. 5.66, б). Такое распределение скорости не меняется вплоть до фрагментации струи.

На рис. 5.68 представлен момент времени (35 мкс), когда начался процесс дробления кумулятивной струи. Ее задняя часть разрушается по обычной схеме взаимодействия сдвиговых и отрывных механизмов повреждения материала. Передняя часть струи фрагментируется по квазистатическому критерию. Разрушению здесь предшествует образование шеечной области, как при статическом растяжении стержня, а критерием разрушения является условие $\sigma_{zz} > \sigma_b$, где $\sigma_b = 0.1$ ГПа – статический предел прочности при одноосном растяжении.

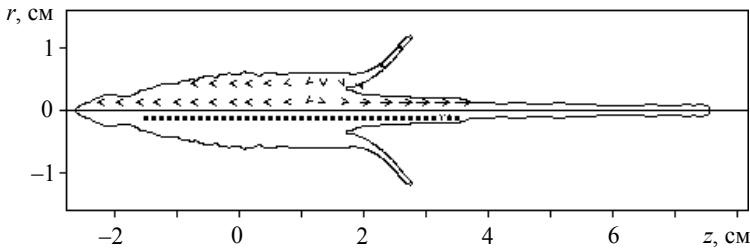


Рис. 5.67. Конфигурация струи перед фрагментацией, $t = 30$ мкс

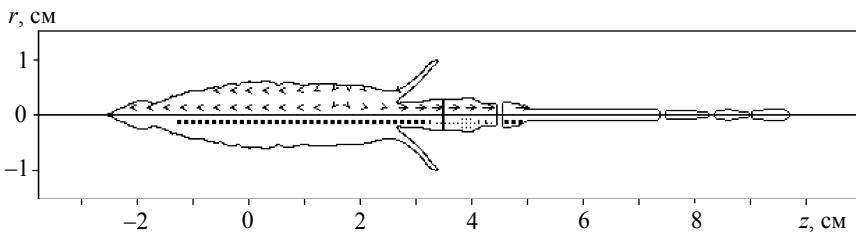


Рис. 5.68. Фрагментация кумулятивной струи, $t = 35$ мкс

В связи с интенсивностью дробления струи следует, что для данного кумулятивного заряда пробиваемая преграда должна быть расположена на расстоянии 70...100 мм от исходного положения облицовки, а текущее время начала взаимодействия с преградой должно быть в интервале

30...35 мкс. Эффективной частью кумулятивной «струи» в данном случае можно считать ее передние четыре фрагмента. Задний наиболее длинный фрагмент имеет еще значительный перепад скоростей 2.5...3.5 км/с, т.е. имеет тенденцию к последующему дроблению. Этот процесс будет происходить уже на стадии проникания кумулятивной струи в защитную конструкцию.

Для сравнения эффективности кумулятивной струи с эффективностью кумулятивных ударников параметры разнесенной преграды заданы совпадающими с преградой при пробитии ударниками (см. рис. 5.63). Преграда удалена от исходного положения облицовки на расстояние 80 мм.

Первая стальная пластина толщиной 10 мм достаточно эффективно нейтрализует поражающее действие рассматриваемого кумулятивного заряда. При пробитии первого слоя преграды головная часть струи тормозится и интенсивно «срабатывается». Максимальная скорость V_{\max} реализуется в средней части струи (рис. 5.69). Разлетающиеся за первой пластиной осколки имеют слабую эффективность из-за их низкой относительной плотности (рис. 5.70).

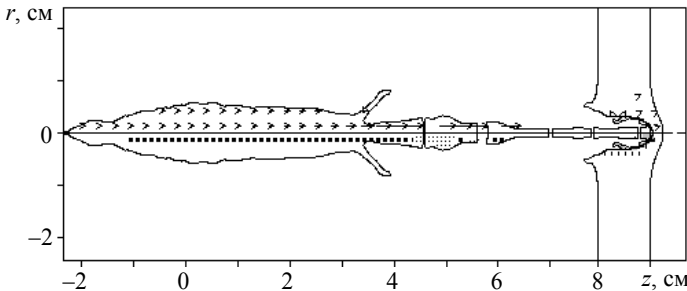


Рис. 5.69. Взаимодействие кумулятивной струи с первым слоем преграды:

$$t = 40 \text{ мкс}, V_n = 0.3 \text{ км/с}, V_k = 1.05 \text{ км/с}, V_{\max} = 3.5 \text{ км/с}$$

На рис. 5.71 представлен момент времени, когда в процесс поражения рассматриваемой разнесенной преграды вступает низкоскоростная часть кумулятивной облицовки – пест. Он также постепенно дробится за счет роста пор, а его фрагменты, проникая через уже пробитую первую пластину, деформируются после взаимодействия с краями пробоины.

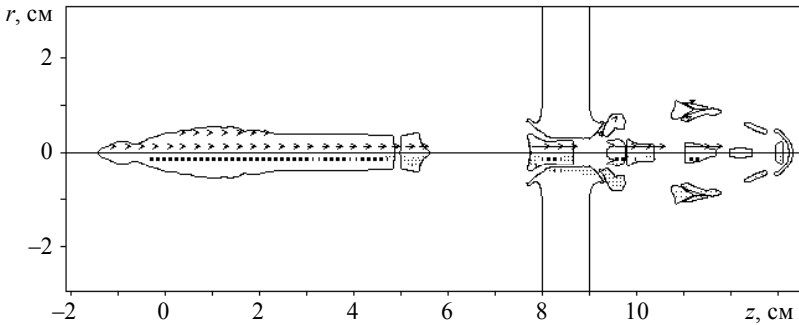


Рис. 5.70. Пробитие первого слоя преграды:
 $t = 60$ мкс, $V_n = 0.4$ км/с, $V_k = 2.5$ км/с, $V_{\max} = 2.8$ км/с

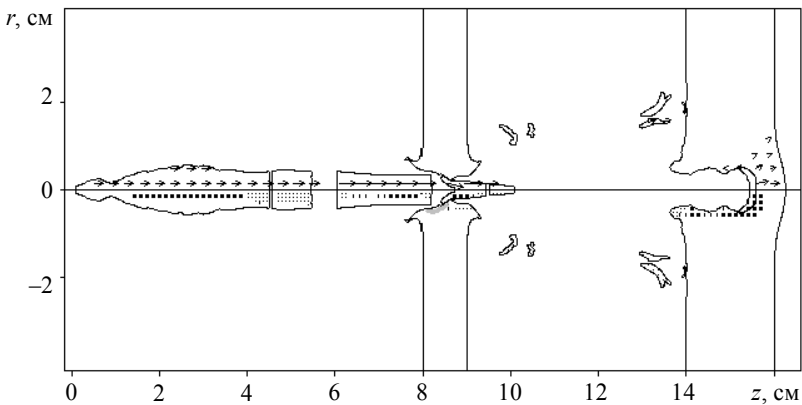


Рис. 5.71. Взаимодействие со вторым слоем преграды:
 $t = 100$ мкс, $V_n = 0.4$ км/с, $V_k = 0.5$ км/с, $V_{\max} = 1.1$ км/с

Если оценивать конечный эффект поражения преграды, состоящей из двух разнесенных пластин, то кумулятивный элемент, рассмотренный выше ($\psi = 60^\circ$), обладает меньшей броневой способностью по сравнению с ударником, сформированным из конической облицовки ($\psi = 140^\circ$). Приведенные здесь результаты составляют требующий продолжения и развития этап исследований поражающего действия кумулятивных струй. Полный цикл работы заряда, рассмотренный выше, свидетельствует о многофакторности данного процесса. Для более пол-

ных оценок необходим дополнительный экспериментальный и расчетный материал по различным вариантам кумулятивных зарядов и защитных конструкций.

5.7. Взаимодействие опасных космических объектов с поверхностью Земли и возможный способ их уничтожения путем тандемного ударного воздействия

Вероятность падения опасных космических объектов (ОКО), метеоритов, комет и астероидов на поверхность Земли не велика, но такая вероятность всегда существует. В связи с этим большой интерес представляет моделирование процесса взаимодействия тел кометной и астероидной природы с поверхностью Земли. Другая сторона проблемы связана с уничтожением ОКО до их входа в атмосферу Земли. Наиболее приемлемыми способами уничтожения таких объектов являются кинетические методы воздействия на них – высокоскоростное ударное взаимодействие. Из-за физической сложности подобных задач допускается лишь их численный анализ. Такой подход принят в данном подразделе, где исследуются результаты численного решения задачи об ударном взаимодействии высокоскоростного метеорита с горной породой, моделирующей поверхность Земли, а также задач, связанных с численным моделированием процессов высокоскоростного ударного воздействия последовательной серии поражающих элементов на опасные космические объекты, материалом которых также является горная порода.

Поведение горных пород при метеоритном ударе. При моделировании поведения поверхностных слоев Земли в условиях сверхвысокоростного соударения необходимо учитывать многие эффекты, влияющие на этот процесс: упругопластическое течение, разрушение, плавление и испарение веществ. Прочность горной породы необходимо учитывать даже при сверхвысоких скоростях удара, так как она определяет скорость затухания ударной волны и конечный размер кратера. Физическая постановка задачи формулируется как контактное взаимодействие метеорита в форме шара с плоским полупространством горной породы. В качестве горной породы задается хрупкий материал типа гранита, прочностные параметры которого приведены в табл. 5.4, а константы широкодиапазонного уравнения состояния – в табл. 5.2 (SiO_2). В качестве ударника-метеорита задается железный шар диаметром 10 м.

Из геометрического подобия численных расчетов, когда характерный сантиметровый размер ударника увеличивается в 1000 раз при сохранении общего числа расчетных точек, характерное время процесса также увеличивается в 1000 раз, т.е. до 1 мс. В этом заключается основная проблема численного моделирования метеоритного удара. Например, влияние масштабного фактора при расчете процесса разрушения среды, характерное время которого укладывается в микросекундный диапазон, сказывается таким образом, что накопление повреждений относительно 1 мс происходит практически мгновенно.

Ниже анализируется соударение железного метеорита с начальной скоростью $V_0 = 10$ км/с. Из расчета распада контактного разрыва «железо – гранит» следует (см. п. 5.3), что за плоскими ударными волнами устанавливается течение сплошной среды со следующими параметрами: $P_H = 233$ ГПа – давление, $u_H = 6.8$ км/с – массовая скорость; $T = 4900$ °С – температура в ударнике; $T = 3000$ °С – температура в преграде.

Однако эти параметры не характеризуют реальное состояние взаимодействующих тел на начальном этапе процесса, так как из-за сферичности ударника разгрузка плоских ударных волн происходит практически сразу после начала проникания ударника в преграду.

Начальный этап соударения, когда происходит передача кинетической энергии метеорита гранитному полупространству, представлен на рис. 5.72. В верхней части рис. 5.72, *a* стрелками обозначено поле массовых скоростей, а в нижней части рисунка оттенками черного цвета изображены интервалы текущего давления.

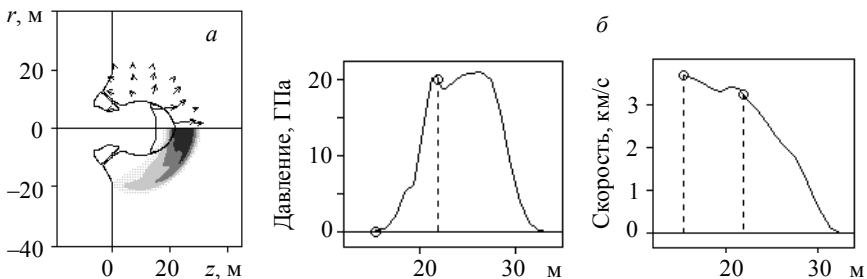


Рис. 5.72. Начальный этап соударения. $P_{\max} = 20$ ГПа, $V_{\max} = 4$ км/с, $t = 4$ мс: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительных давлений P/P_{\max} ; *б* – распределение давления P и массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

К моменту времени $t = 10$ мс (рис. 5.73) распределение осевой скорости в ударнике меняется таким образом, что скорость задней точки ударника $V_n = 1.1$ км/с становится меньше скорости передней точки $V_k = 1.5$ км/с. Следовательно, ударник, продолжая проникать в преграду, имеет тенденцию к торможению. Максимальное давление составляет $P_{\max} = 6.1$ ГПа, а максимальная скорость, достигаемая в лицевых разрушенных фрагментах преграды, равна $V_{\max} = 1.95$ км/с. Температура вдоль оси ударника возрастает от 1000 до 4400 °С на границе контакта, и большая часть ударника находится в расплавленном состоянии. Максимальная температура на оси симметрии преграды, вблизи контактной границы, составляет 250 °С.

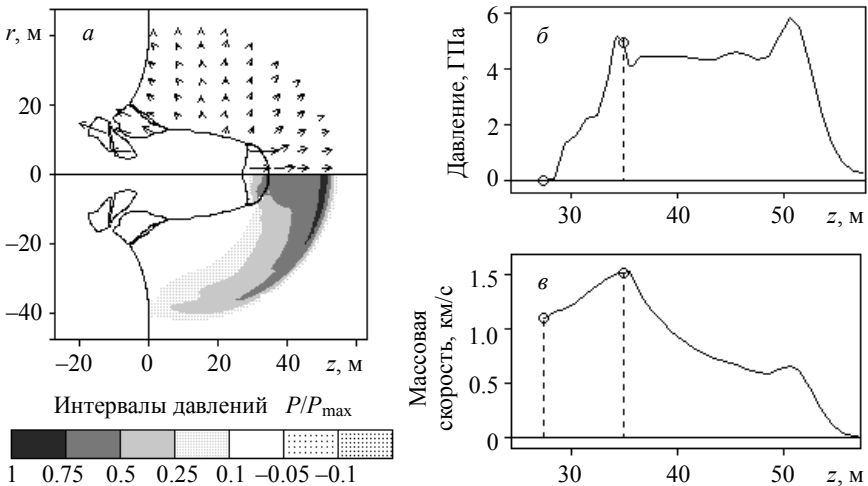


Рис. 5.73. Торможение ударника. $P_{\max} = 6.1$ ГПа, $V_{\max} = 1.95$ км/с, $t = 10$ мс: а – поле массовых скоростей и интервалы относительных давлений P/P_{\max} ; б – распределение давления P ; в – распределение массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

На рис. 5.74 показан процесс разрушения преграды в окрестности кратера. Расшифровка областей разрушения, приведенная под рисунком, имеет тот же смысл, что и в предыдущих подразделах. Область сдвиговых разрушений, имеющая сферическую форму, постоянно расширяется вслед за волной сжатия. Этот процесс продолжается до 40 мс.

В окрестности кратера область сдвиговых разрушений трансформируется в область разрушений по типу отрыва. Область отрывных разрушений также постепенно расширяется и принимает коническую форму. Учитывая направление массовых скоростей в этой области, можно предположить, что конечная форма кратера и его объем будут практически совпадать с областью отрывных разрушений. Следовательно, окончательные размеры кратера будут соответствовать размерам на рис. 5.74, б, т.е. будут составлять $H_{KP}/d_0 = 5$, $D_{KP}/d_0 = 12$, где d_0 – диаметр шарового ударника. Эти расчетные результаты согласуются с известными экспериментальными данными [23].

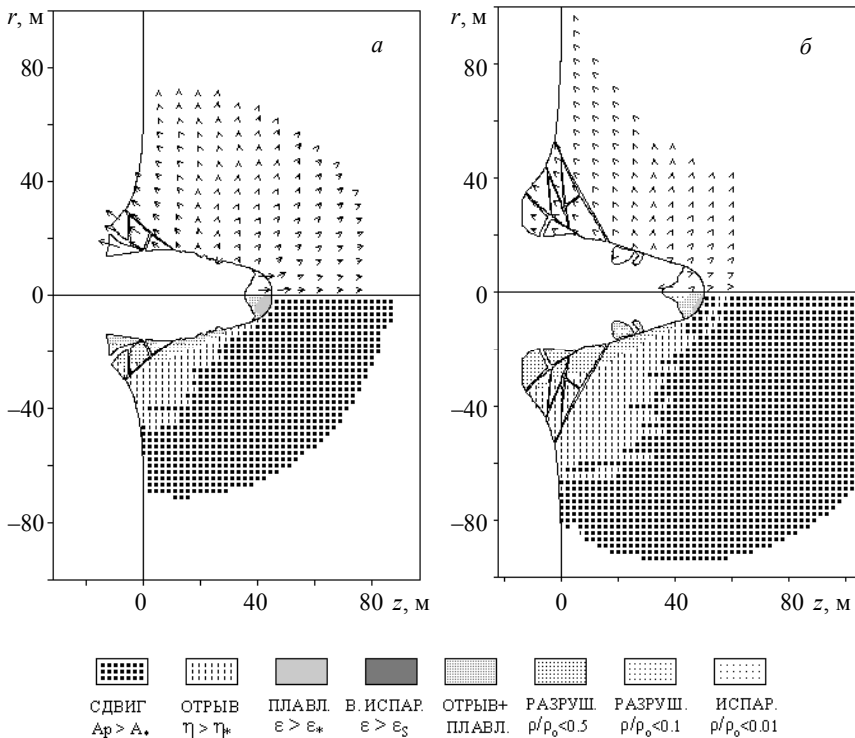


Рис. 5.74. Разрушение преграды и формирование кратера:

$a - t = 20$ мс; $V_{cp} = 0.6$ км/с; $b - t = 40$ мс; $V_{cp} = 0.1$ км/с

Ниже приводятся результаты расчетов аналогичного метеоритного взаимодействия при скорости соударения $V_0 = 20$ км/с. Удар с такой скоростью не доступен для экспериментальной оценки, а численное моделирование дает возможность проанализировать основные закономерности этого процесса. В этом варианте удара имеет место такое физическое явление, как испарение вещества преграды. Этот фактор качественно меняет общую картину проникания железного ударника в гранитное полупространство. Определяющую роль в оценке данного процесса играет широкодиапазонное уравнение состояния [12].

На рис. 5.75 проиллюстрирован начальный этап проникания железного метеорита в полубесконечную гранитную преграду с начальной скоростью 20 км/с. В нижней части рис. 5.75, *а* различными значками и оттенками серого цвета показаны области различных состояний взаимодействующих тел. Краткое обозначение этих состояний приведено под рис. 5.74. Оттенком темно-серого цвета обозначено состояние сжатого материала с высокой внутренней энергией $\varepsilon > \varepsilon_s$, где ε_s – энергия сублимации вещества. В зависимости от текущего давления область этого материала переходит после разгрузки либо в расплавленное состояние, либо в испаренное вещество.

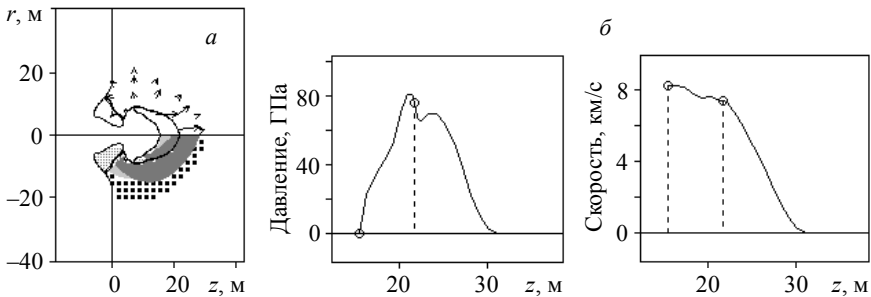


Рис. 5.75. Начальный этап соударения.

$$P_{\max} = 80 \text{ ГПа}; V_{\max} = 8.1 \text{ км/с}; t = 2 \text{ мс}$$

На рис. 5.76 показан следующий этап взаимодействия ударника и преграды, связанный с испарением материала преграды. Испаренные стенки задней части кратера схлопываются на оси симметрии преграды, что приводит к формированию осевого кумулятивного эффекта. Этот эффект отражен на рис. 5.76, *б* в виде заднего импульса давления и рез-

кого перепада осевой скорости. Передний фронт кумулятивного выброса заполняет полость кратера, а в результате лицевого выброса формируется облако материала, состоящее из расплавленных, распаленных фрагментов и испаренного вещества преграды.

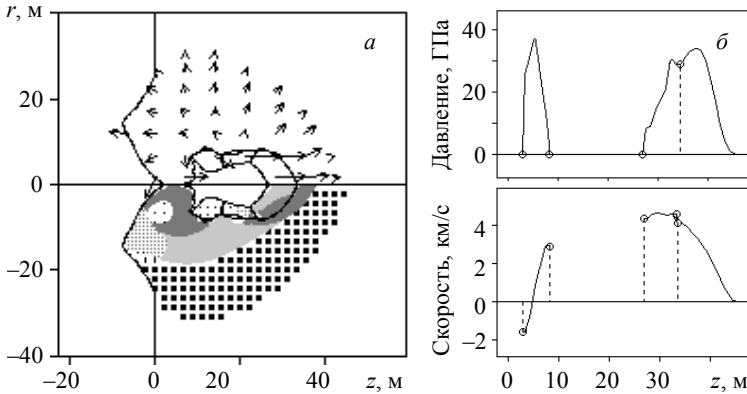


Рис. 5.76. Закрытие полости кратера, $t = 4$ мс

Этот этап взаимодействия ударника и преграды представлен на рис. 5.77. Максимальное давление $P_{\max} = 8.7$ ГПа реализуется на фронте ударной волны, а максимальная скорость $V_{\max} = 8.5$ км/с – в лицевом фрагменте преграды. Средняя скорость ударника составляет $V_{\text{ср}} = 2.1$ км/с. Материал преграды за ударником находится в различных состояниях – от испаренного на оси симметрии до разрушенного по типу отрыва и сдвига (см. рис. 5.77, б). Передняя граница области сдвиговых разрушений совпадает с фронтом ударной волны.

К моменту времени $t = 20$ мс (рис. 5.78) картина взаимодействия ударника и преграды качественно не меняется. Параметры взаимодействия постепенно затухают. Фрагменты ударника, находящиеся в испаренном и расплавленном состоянии, проникают вглубь преграды со средней скоростью $V_{\text{ср}} = 0.7$ км/с. Проникание ударника происходит по типу его обтекания веществом преграды. По этим результатам с большой достоверностью можно сказать, что величина воронки определяется не глубиной проникания метеорита, а количеством выброшенного из кратера материала. При этом конденсированные остатки метеорита будут находиться ниже дна кратера.

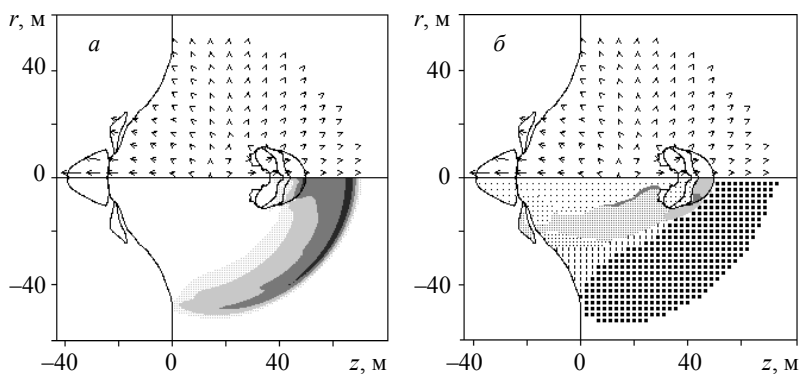


Рис. 5.77. Интервалы давлений и области разрушений.

$$P_{\max} = 8.7 \text{ ГПа}; V_{\max} = 8.5 \text{ км/с}; V_{cp} = 2.1 \text{ км/с}; t = 10 \text{ мс}$$

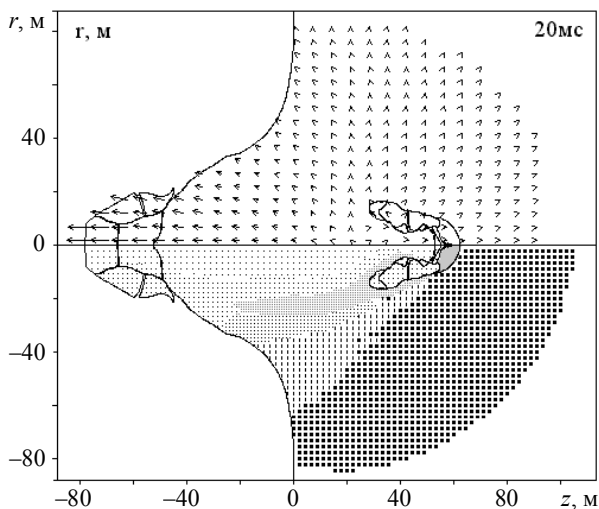


Рис. 5.78. Области разрушений преграды.

$$P_{\max} = 2.7 \text{ ГПа}; V_{\max} = 6.3 \text{ км/с}; V_{cp} = 0.7 \text{ км/с}; t = 20 \text{ мс}$$

Дальнейшее увеличение начальной скорости метеоритного удара не приводит к качественно новым эффектам с точки зрения физики высокоскоростного соударения. Как и в предыдущем варианте соударения со скоростью 20 км/с, процесс взаимодействия ударника и преграды

имеет большое сходство с подземным взрывом большой мощности. Ударный кратер заполняется испаренным веществом преграды, и это газообразное облако разлетается перед ее лицевой поверхностью. Деформация ударника имеет сходство с расширением сжатых продуктов детонации, т.е. испаренный материал ударника преимущественно расширяется в объеме.

Разрушение и уничтожение опасных космических объектов.

Предполагается, что космическое тело состоит из хрупкого материала, аналогичного горной породе, или льда, в противном случае этот способ уничтожения может оказаться неэффективным. В связи с тем что размеры ударника ограничены техническими возможностями его доставки к уничтожаемому объекту, необходимо реализовать последовательное (тандемное) проникание элементов ударника в глубину объекта. Причем замыкающим элементом тандема может быть заряд взрывчатого вещества, который подрывается на некоторой глубине разрушаемого объекта.

Физическая постановка задачи [24], результаты решения которой анализируются ниже, формулируется следующим образом (рис. 5.79). Серия цилиндрических ударников, имеющих начальную скорость V_0 , взаимодействуют с шаровой преградой. Ударники расположены вдоль единой оси на некотором расстоянии s друг от друга. Скорости ударников направлены вдоль оси симметрии и нормали к преграде, задача рассматривается в осесимметричной постановке.

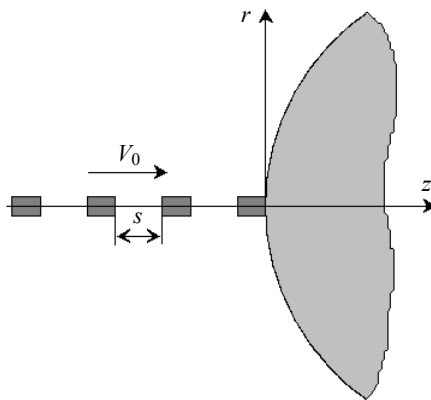


Рис. 5.79. Исходная конфигурация взаимодействующих тел

Задача решена при следующих исходных данных. Задано четыре цилиндрических ударника диаметром 0.2 и длиной 0.3 м, расстояние между которыми равно $s = 0.5$ м, а их начальные скорости $V_0 = 8$ км/с. Материалом ударников является твердая сталь, масса каждого цилиндра составляет 75 кг. Материал преграды – хрупкая горная порода типа гранита, диаметр шаровой преграды равен 5 м. В процессе исследований данного вопроса варьировались такие величины, как число ударников, их начальные скорости, расстояния между ними, диаметр шаровой преграды. Увеличение начальной скорости удара до значений $V_0 > 10$ км/с не всегда приводит к увеличению эффективности разрушения преграды. При таких скоростях удара наблюдается схлопывание кратера и испарение материала преграды. Эти эффекты препятствуют прониканию задних ударников в глубину преграды.

На рис. 5.80 представлены начальные этапы формирования кратера в шаровой преграде, после проникания в нее первых 2 ударников, в моменты времени 0.1 и 0.3 мс. В верхней полуплоскости рисунков стрелками показано поле массовых скоростей, где максимальная длина стрелки соответствует максимальному значению массовой скорости V_{\max} . В нижней полуплоскости показаны интервалы относительных давлений. В надписях под рисунком приведены численные значения величин V_k и H_k – скорости осевой точки контактной границы и глубины кратера.

Проникание ударников в преграду происходит по механизму их «срабатывания», т.е. они полностью деформируются и растекаются по поверхности кратера. Материал ударников после их пластической деформации переходит в расплавленное состояние, их растекание по поверхности кратера сопровождается разрушением по типу отрыва, фрагментацией и уменьшением толщины контактируемого слоя. После того как толщина материала ударника становится меньше размеров расчетной ячейки, этот фрагмент ударника удаляется из расчета задачи. Рис. 5.80 иллюстрирует тот факт, что преграда в окрестности передней части кратера стабильно находится в сжатом состоянии с максимальными давлениями $P_{\max} = 16...22$ ГПа. Эта область сжатого материала преграды остается здесь до окончания процесса активного воздействия ударников на преграду. Под активным воздействием в данном случае понимается ситуация, когда средняя скорость ударников выше скорости контактной границы V_k .

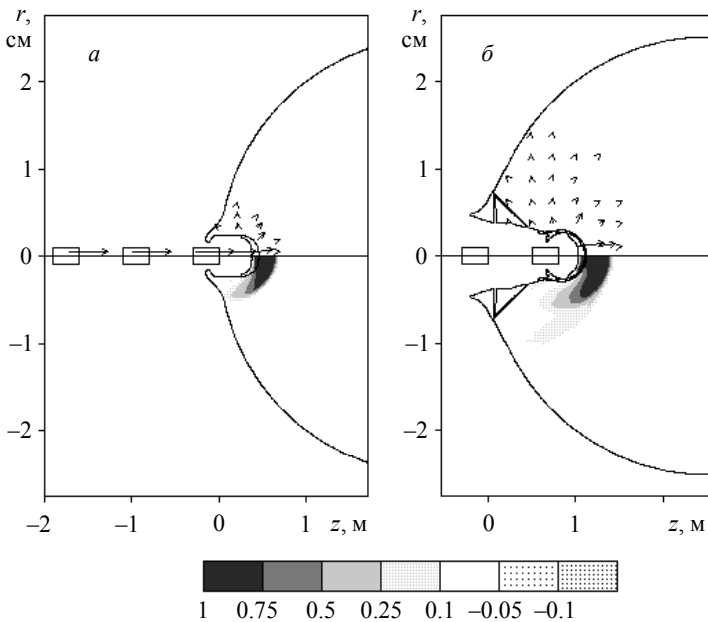


Рис. 5.80. Проникание двух первых ударников в шаровую преграду: *a* – $t = 0.1$ мс, $P_{\max} = 21.8$ ГПа, $V_k = 3300$ м/с, $H_k = 0.45$ м; *б* – $t = 0.3$ мс, $P_{\max} = 16.1$ ГПа, $V_k = 3000$ м/с, $H_k = 1.11$ м

На рис. 5.81 представлены картины разрушения преграды перед началом проникания 4-го ударника ($t = 0.5$ мс, рис. 5.81, *a*) и перед окончанием активного этапа воздействия ударников на преграду ($t = 1$ мс, рис. 5.81, *б*). Разрушение хрупкого материала преграды начинается с образования обширной области сдвиговых разрушений. Эта зона охватывает ту часть материала преграды, где имели место неупругие деформации упругопластической среды. Вслед за областью сдвиговых разрушений начинает распространяться область разрушения по типу отрыва, так как сдвиговые разрушения снижают прочность материала на разрыв.

В области разрушенного материала преграды, где выполнен критерий отравных разрушений, применяется алгоритм фрагментации, т.е. разделение разрушенной части тела на фрагменты, разлетающиеся и деформирующиеся как самостоятельные тела. Необходимость примене-

ния такого алгоритма видна на примере задачи о пробитии тонких преград, когда остаточная часть ударника и передние фрагменты преграды имеют среднюю скорость, значительно превышающую по величине массовые скорости периферийных участков преграды за пределами пробоины. Следовательно, особая необходимость в применении алгоритма фрагментации возникает в областях разрушения материала с большими градиентами массовых скоростей.

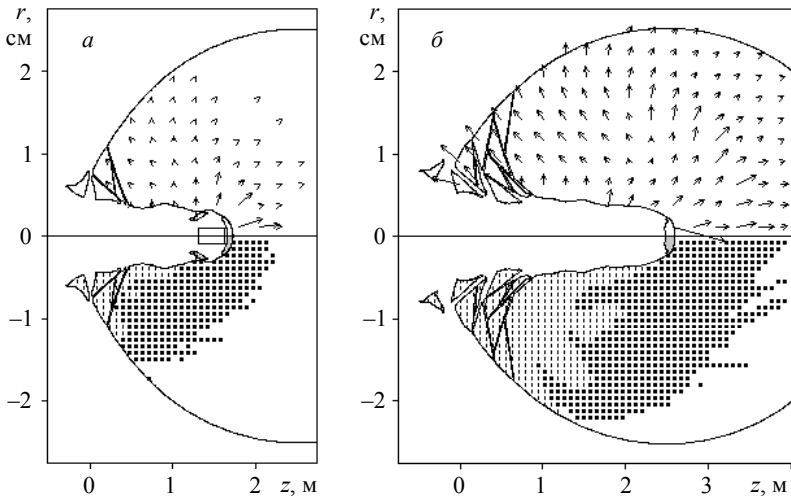


Рис. 5.81. Разрушения шаровой преграды: *a* – $t=0.5$ мс, $V_{\max}=8000$ м/с, $V_k=2000$ м/с, $H_k=1.7$ м; *б* – $t=1$ мс, $V_{\max}=730$ м/с, $V_k=530$ м/с, $H_k=2.6$ м

Окончательная картина взаимодействия 4 стальных ударников, летящих с начальной скоростью $V_0 = 8$ км/с по шаровой преграде, представлена на рис. 5.82. Результатом такого воздействия являются образование кратера глубиной $H_k = 2.7$ м, а также разрушение и фрагментация всего шара. Судя по направлению стрелок, обозначающих массовые скорости, фрагменты разрушенного шара имеют тенденцию к разлету в различных направлениях, т.е. в рассматриваемом варианте удара конечная цель по уничтожению опасного космического объекта достигнута полностью. В этом варианте ударного взаимодействия выбраны наиболее оптимальные исходные параметры.

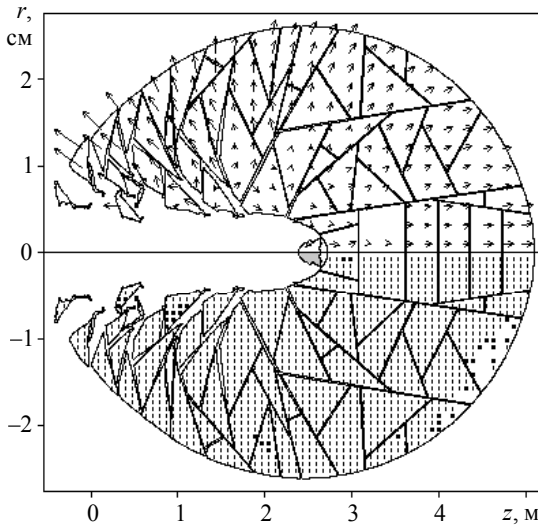


Рис. 5.82. Конечная картина разрушения преграды:
 $t = 2$ мс, $V_{\max} = 510$ м/с, $V_k = 75$ м/с, $H_k = 2.7$ м

Уменьшение расстояния между ударниками снижает эффективность поражения преграды. Например, при $s = 0.2$ м (см. рис. 5.79) и той же начальной скорости удара $V_0 = 8$ км/с глубина кратера уменьшается до величины $H_k = 2.4$ м, а зона разрушения и фрагментации уже не охватывает весь объем шара. Увеличение расстояния между ударниками до значений более 0.5 м практически не изменяет эффективность поражения преграды. Уменьшение начальной скорости ударного взаимодействия аналогичным образом снижает эффективность разрушения шаровой преграды. Например, при уменьшении скорости удара до величины $V_0 = 5$ км/с конечный эффект поражения преграды приблизительно такой же, как и при уменьшении расстояния между ударниками до значения $s = 0.2$ м.

Увеличение скорости удара до значений $V_0 > 10$ км/с приводит к отрицательному конечному эффекту по разрушению преграды. Это связано со схлопыванием лицевого участка кратера на ось симметрии и формированием здесь кумулятивного эффекта. Зарождение такого процесса стекания лицевой области кратера к оси симметрии наблюдается на

рис. 5.80, а. Следствием кумулятивного эффекта является выброс испаренного, газообразного вещества преграды в прямом и обратном направлении, подобно взрыву. Обратный кумулятивный выброс материала преграды становится препятствием для проникания последующих ударников тандема в глубину преграды, а их общее ударное воздействие на преграду резко падает. Например, увеличение скорости удара от 8 до 12 км/с приводит к уменьшению глубины кратера с величины 2.7 до 1.5 м, а разрушение и фрагментация преграды уменьшается примерно на 50 %.

Полученные в работе расчетные результаты задачи по моделированию процессов высокоскоростного взаимодействия ударников с преградами, моделирующими опасные космические объекты, позволили установить, что эффективное разрушение преграды будет происходить лишь в том случае, когда веществом ОКО будет хрупкий материал, аналогичный горной породе или льду. Учитывая тот факт, что размеры ОКО могут быть весьма значительными, а масса ударника ограничена, то уничтожение такого объекта может быть осуществлено только путем последовательного (тандемного) ударного воздействия. Причем относительная скорость воздействия не должна превышать 10 км/с. В противном случае такие физические явления, как кумулятивный эффект и испарение лицевой стороны преграды, резко снизят эффективность разрушения ОКО.

5.8. Деформация песчаных грунтов при высокоскоростном проникании ударников

Модификация модели песчаного грунта. Песок не является стандартным твердым материалом, однако высокоскоростное поведение его описывается с помощью расчетно-математической модели, изложенной в п. 5.1, где песок представляется пористой, уже разрушенной средой, матрица которого состоит из смеси воды и кварца. В работе [15] мягкий песчаный грунт задается в виде 3-компонентной среды с начальной плотностью ρ_0 и влажностью W_0 , причем начальная плотность песка представляется как

$$\rho_0 = \beta_1 \rho_{10} + \beta_2 \rho_{20} + \beta_3 \rho_{30}, \quad (5.79)$$

где β_1 , β_2 , β_3 – начальные, объемные концентрации воздуха, воды и

твёрдой компоненты (кварца) в песке. Плотность этих компонент соответственно равна: $\rho_{01} = 0.00123 \text{ г/см}^3$, $\rho_{02} = 1.0 \text{ г/см}^3$, $\rho_{03} = 2.65 \text{ г/см}^3$. Объемные концентрации определяются из выражений

$$\beta_2 = \frac{W_0 \rho_0}{(1 + W_0) \rho_{20}}; \quad \beta_3 = \frac{\rho_0}{(1 + W_0) \rho_{30}}; \quad \beta_1 = 1 - \beta_2 - \beta_3.$$

В связи с тем, что величина $\beta_1 \rho_{10}$ на несколько порядков меньше начальной плотности песка ρ_0 , то ею можно пренебречь в процессе ударно-волнового нагружения, заменив воздух пустотами. Тогда $\rho_0 = \beta_2 \rho_{20} + \beta_3 \rho_{30}$, т.е. песок можно представить как пористую среду с матрицей в виде смеси воды и кварца и с относительным объемом пустот, равным начальной объемной концентрации воздуха, что соответствует относительному объему пор $\eta_0 = \beta_1$. Начальная и текущая плотность песка как пористого материала представляются в виде (индексом «*m*» отмечены параметры матрицы)

$$\rho_0 = \rho_{0m} / \alpha_0, \quad (5.80)$$

где α_0 , α – начальная и текущая пористость среды, которая определяется через относительный объем пор как $\alpha_0 = 1/(1 - \eta_0)$, $\alpha = 1/(1 - \eta)$, а параметр ρ_{0m} , начальная плотность материала матрицы, вычисляется с помощью соотношения (5.80):

$$\rho_{0m} = \rho_0 \alpha_0 = \frac{\beta_2 \rho_{20} + \beta_3 \rho_{30}}{\beta_2 + \beta_3}. \quad (5.81)$$

Уравнение состояния пористого материала имеет вид (см. п. 5.1): $P = P_m(\alpha, \varepsilon) / \alpha$, где $P_m = P_m(\rho_m, \varepsilon)$ – уравнение состояния материала матрицы, конкретное выражение которого задается с использованием, например, эмпирического уравнения состояния (5.24). Основной константой этого уравнения состояния является модуль объемного сжатия $B_{0m} = \rho_{0m} c_{0m}^2$, который для смеси кварц – вода определяется из соотношения

$$\frac{1}{B_{0m}} = \frac{\beta_{2m}}{B_{20}} + \frac{\beta_{3m}}{B_{30}}, \quad \text{где } B_{20} = 2.25 \text{ ГПа}; \quad B_{30} = 36.1 \text{ ГПа}.$$

Объемные концентрации воды и кварца вычисляются по формулам

$$\beta_{im} = \frac{\beta_i}{\beta_2 + \beta_3}, \quad i = 2, 3.$$

Как уже отмечалось, песок является разрушенным материалом. Его предел текучести, т.е. предел, при котором происходят необратимые пластические деформации сыпучей среды, линейно возрастает с увеличением давления до некоторого предельного значения σ_{\max} .

$$\sigma_{sm} = \begin{cases} \min(K_s P, \sigma_{\max}), & \text{если } P \geq 0, \\ 0, & \text{если } P < 0. \end{cases}$$

Модуль сдвига μ_m полагается не зависящим от давления, а его численное значение определяется по формуле

$$\mu_m = 3B_{0m} \frac{1 - 2\nu}{2(1 + \nu)},$$

где $\nu = 0.2$ – коэффициент Пуассона для песка.

Проникание удлинённых ударников в песок. Ниже представлены результаты решения задачи о проникании цилиндрического ударника в полубесконечную преграду, состоящую из песчаного грунта с начальной плотностью $\rho_0 = 1.7 \text{ г/см}^3$ и влажностью 10 %. Ударник, материалом которого является высокопрочная сталь ЭП637, имеет длину 90 и диаметр 10 мм, скорость удара равна $V_0 = 2.1 \text{ км/с}$. Константы уравнения состояния песчаного грунта и высокопрочной стали приведены в табл. 5.1, а прочностные параметры – в табл. 5.4.

Данный расчет является повторением эксперимента, проведенного на предприятии РФЯЦ-ВНИИЭФ. В эксперименте зафиксирована длина ударника и глубина кратера в момент времени $t = 94 \text{ мкс}$: $H_e = 133 \text{ мм}$ – глубина проникания; $L_e = 40 \text{ мм}$ – текущая длина ударника.

При проникании удлинённых ударников в песчаный грунт стадия ударно-волнового взаимодействия составляет очень незначительный промежуток времени. Основными стадиями процесса являются либо упругопластическое, либо упругое торможение проникающего элемента. На рис. 5.83 представлен момент (40 мкс) упругопластического торможения стержня, когда он еще пластически деформируется, в этом

случае имеет место достаточно большой перепад в значениях скоростей задней $V_n = 1.85$ км/с и передней $V_k = 1.25$ км/с точек ударника (см. рис. 5.83, б).

В нижней части рис. 5.83, а показаны интервалы относительного сжатия взаимодействующих тел – X/X_{\max} , где $X = \rho/\rho_0 - 1$. Для ударника эти величины близки к нулевым значениям, а для пористого песчаного грунта эти величины существенны. Максимальное сжатие песка составляет $X_{\max} = 0.456$, оно достигается в области сжатого песка перед ударником. Здесь песчаный грунт сжат до более высокой плотности, чем начальная плотность материала матрицы $\rho_{0m} = 2.31$ г/см³.

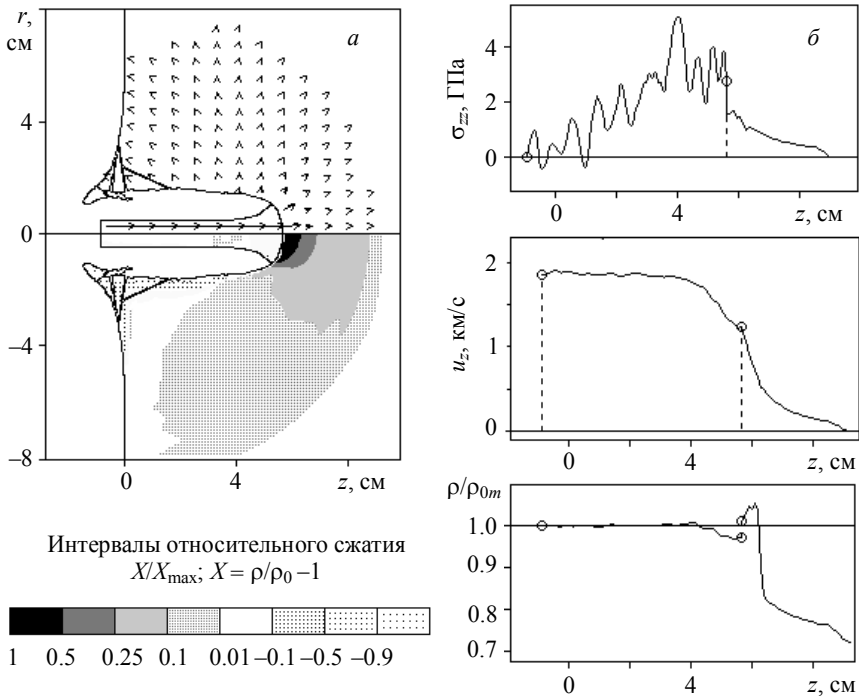


Рис. 5.83. Начальный этап торможения стержня, $X_{\max} = 0.456$, $t = 40$ мкс: а – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); б – распределение напряжения скорости и относительной плотности вдоль оси z

На лицевой поверхности преграды и по поверхности кратера плотность песчаного грунта ниже его начальной плотности $\rho_0 = 1.7 \text{ г/см}^3$. Уменьшение плотности происходит за счет роста пористости материала, и когда его текущая пористость увеличивается до значения $\alpha > \alpha_0$ ($\alpha_0 = 1.36$), вступает в работу алгоритм фрагментации. Фрагментация лицевой поверхности преграды на рис. 5.83, *а* указывает на то, что материал песка в этой области распылен.

На рис. 5.84 показан момент времени (94 мкс), зафиксированный в эксперименте. Сжатие песчаного грунта перед ударником заметно уменьшилось, это видно по распределению относительной плотности ρ/ρ_{0m} на рис. 5.84, *б*. Кроме того, максимальное сжатие песка составляет $X_{\max} = 0.101$, что значительно ниже, чем в момент времени $t = 40 \text{ мкс}$.

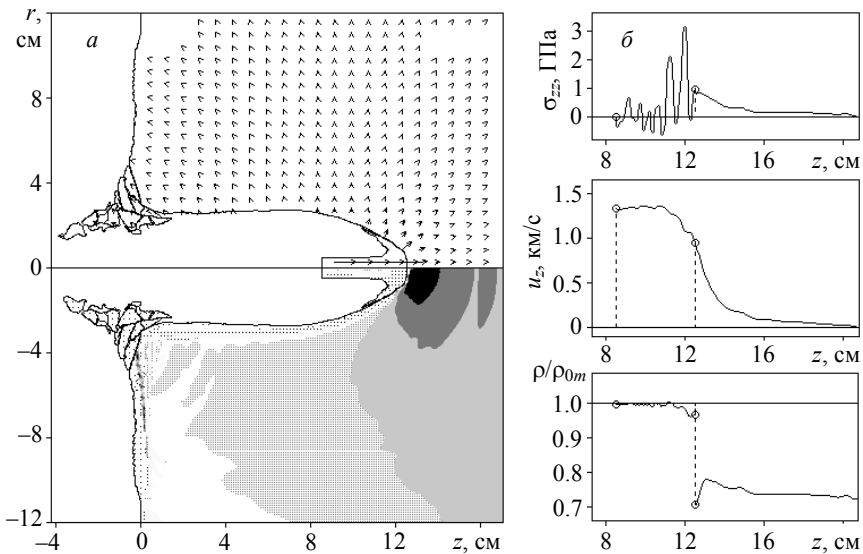


Рис. 5.84. Момент экспериментальной регистрации процесса проникания, $X_{\max} = 0.101$, $t = 94 \text{ мкс}$: *а* – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); *б* – распределение напряжения скорости и относительной плотности вдоль оси z

Конфигурация ударника указывает на то, что его проникание в преграду происходит по типичному режиму «срабатывания» стержня. Его длина уменьшилась до величины $L_p = 40$ мм, а глубина его проникания равна $H_p = 126$ мм, что находится в хорошем согласовании с экспериментальными данными L_e и H_e , приведенными выше.

Характер движения и «срабатывания» стержня иллюстрируют зависимости скоростей ударника от времени процесса на рис. 5.85. Уруго-пластический этап торможения стержня будет происходить до сближения кривых V_n и V_k , затем начнется этап упругого торможения ударника, т.е. без его пластической деформации. Этот процесс будет происходить несколько сотен микросекунд, до полной остановки стержня.

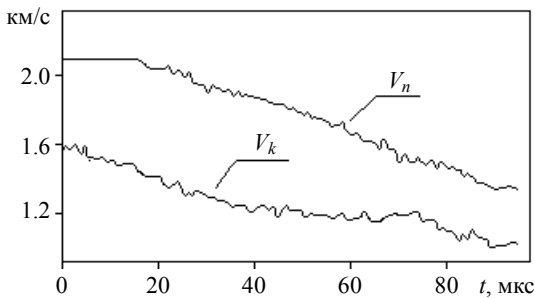


Рис. 5.85. Зависимость задней V_n и передней V_k точек ударника от времени процесса

Совершенно иной режим проникания проиллюстрирован в следующем варианте соударения, когда проникающий элемент испытывает слабые пластические деформации, т.е. в данном случае имеет место только упругое торможение ударника. Исходные данные этого варианта удара следующие. Заостренный цилиндрический стержень, из высокопрочной стали ЭП637 длиной 80 и диаметром 22.5 мм, проникает в песчаный грунт 10 %-й влажности с начальной скоростью 1000 м/с.

На рис. 5.86 и 5.87 проиллюстрированы некоторые особенности проникания такого стержня, когда он практически не меняет свою длину и форму головной части, а его движение можно характеризовать, как торможение малодеформируемого твердого тела. В процессе проникания ударника в преграду происходит сжатие песчаного грунта за счет уменьшения его текущей пористости.

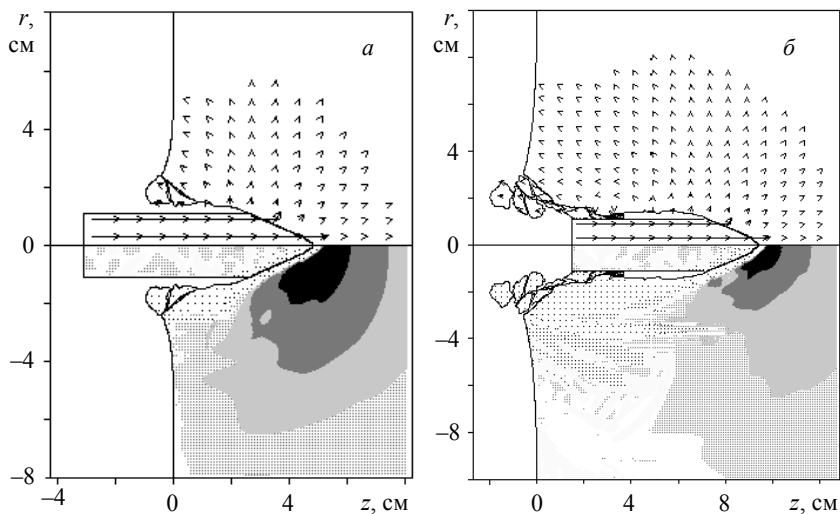


Рис. 5.86. Проникание заостренного ударника в песчаный грунт:

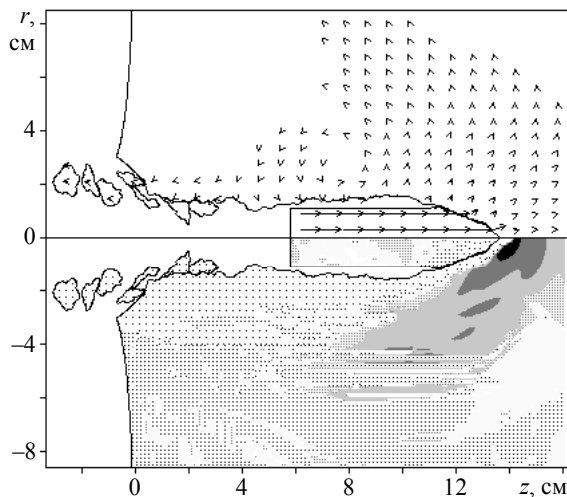
 $a - t = 50 \text{ мкс}, V_{cp} = 950 \text{ м/с}, H_p = 50 \text{ мм};$ $б - t = 100 \text{ мкс}, V_{cp} = 900 \text{ м/с}, H_p = 95 \text{ мм}$ 

Рис. 5.87. Проникание заостренного ударника в песчаный грунт.

 $t = 150 \text{ мкс}, V_{cp} = 850 \text{ м/с}, H_p = 135 \text{ мм}$

Максимальное сжатие песка значительно меньше, чем в предыдущем варианте удара, и составляет $X_{\max} = 0.05$ на протяжении всего представляемого процесса. Величина напряжений σ_{zz} в песке также не значительна и составляет не более 1 ГПа. Массовая скорость u_z слабо изменяется по длине ударника, а его проникание характеризуется только одной средней скоростью. Средняя скорость проникающего элемента за 150 мкс снижается до величины $V_{cp} = 850$ м/с. Процесс торможения ударника иллюстрируют кривые V_n и V_k , как на рис. 5.85, которые практически совпадают и снижаются почти по линейному закону.

Начальная скорость $V_0 = 1000$ м/с для данного варианта ударника является докритической. При скорости V_0 выше критической, которая равна примерно 1500 м/с, начинаются пластическая деформация и разрушение элемента. В рассмотренных выше вариантах удара проиллюстрированы начальные стадии двух режимов проникания удлиненных ударников в песчаный грунт. В первом случае (рис. 5.83 и 5.84) рассмотрен режим проникания ударника по типу его «срабатывания». В течение 94 мкс процесса проникания длина ударника уменьшилась с 90 мм до величины $L_p = 40$ мм. Во втором случае за 150 мкс процесса текущая длина ударника практически не изменилась, т.е. он проникает как малодеформируемое твердое тело.

В следующей серии расчетов проведено исследование, цель которого – выявление условий, обеспечивающих наиболее глубокое проникание основного элемента составных ударников в полубесконечную песчаную преграду. Физическая постановка задачи формулируется следующим образом. Цилиндрический стержень – составной ударник диаметром D_0 и длиной L_0 , имеющий начальную скорость V_0 , – взаимодействует с полубесконечной преградой из песчаного грунта (влажность песка $W_0 = 10\%$). Ударник состоит из основного проникающего элемента и демпфирующей насадки. Основным элементом, материалом которого является высокопрочная сталь ЭП637, имеет массу 30 кг и длину 33 см. Насадка из сплава ВНЖ или алюминия имеет массу 17.5 кг. Его плотность варьируется путем изменения пористости. Диаметр составного стержня задается $D_0 = 12$ см во всех вариантах расчета; скорость удара равна $V_0 = 4$ км/с. В табл. 5.7 приведены исходные данные рассматриваемых вариантов составного ударника.

Таблица 5.7

Исходные данные для составного ударника

Вариант	Тип насадки	L_0 , см	ρ_0 , г/см ³	α_0
1	ВНЖ пористый	57.0	6.38	2.76
2	ВНЖ пористый	88.6	2.78	6.32
3	Алюминий сплошной	88.6	2.78	1.00
4	Алюминий пористый	187.6	1.00	2.78

На рис. 5.88, *a* представлена конфигурация взаимодействующих тел перед началом пластической деформации основного элемента для первого варианта насадки, имеющего начальную пористость $\alpha_0 = 2.76$. В нижней части рисунка показаны интервалы относительного сжатия взаимодействующих материалов, обозначения интервалов приведены под рис. 5.83. Максимальное сжатие песка составляет $X_{\max} = 0.6$ и отмечено на рис. 5.88, *a* черной областью.

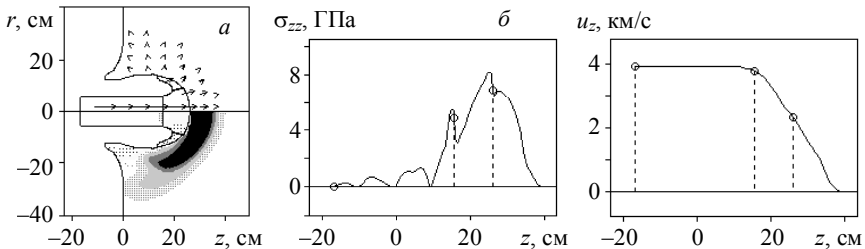


Рис. 5.88. Начальный этап торможения стержня (вариант 1), $X_{\max} = 0.6$, $t = 100$ мкс: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); *б* – распределение напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

Материал насадки и основного элемента имеет незначительные сжатия по отношению к исходной плотности. По распределению напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z на рис. 5.88, *б* видно, что головная часть основного элемента ударника получила импульс сжатия, достаточный для начала его пластической деформации. Скорость переднего торца основного элемента снизилась до величины 3.9 км/с, а скорость головной части насадки составляет $V_k = 2.4$ км/с. Основной элемент к моменту времени 100 мкс проникает в преграду на глубину 16 см, т.е. он углубился в преграду почти на половину своей длины.

Дальнейшее проникание основного элемента в преграду происходит по типу его «срабатывания», которое заканчивается к моменту времени $t = 600$ мкс (рис. 5.89). Глубина кратера к этому моменту времени становится равной $H_p = 124$ см, а средняя скорость переднего фрагмента снижается до величины $V_k = 1$ км/с. После «срабатывания» всего ударника начнется этап упругого торможения его остатков. Этот этап будет продолжаться еще длительный промежуток времени, более 500 мкс, но глубина кратера за этот промежуток времени увеличится не более чем на 10 см.

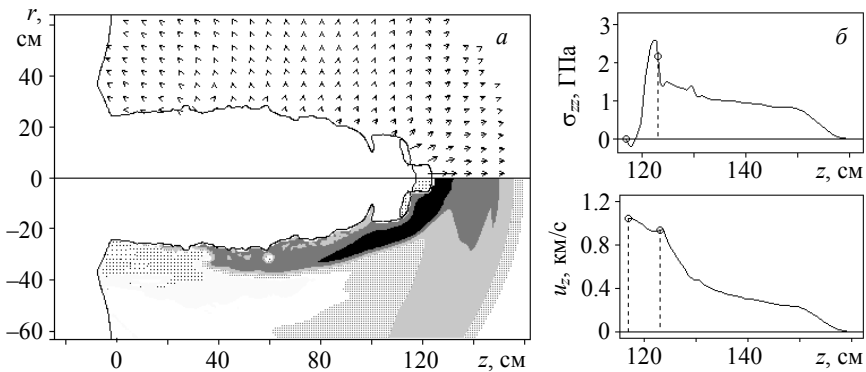


Рис. 5.89. Срабатывание основного элемента (вариант 1), $H_p = 124$ см, $t = 600$ мкс: a – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); b – распределение напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

Во втором варианте удара, когда начальная пористость насадки задается равной $\alpha_0 = 6.32$, процесс его «срабатывания» имеет большую продолжительность (рис. 5.90, 5.91) за счет большей длины ударника. На этом промежутке времени напряжения в основном элементе практически отсутствуют, а его скорость не меняется по длине и равна 4 км/с (см. рис. 5.90, б). К началу пластической деформации основного элемента ($t = 230$ мкс) его углубление в преграду составляет $H_p = 36.4$ см (см. рис. 5.91, а), а скорость головной части насадки равна $V_k = 2$ км/с. Следовательно, основным фактором углубления основного элемента является снижение начальной плотности насадки, т.е. увеличение его начальной длины при фиксированной массе.

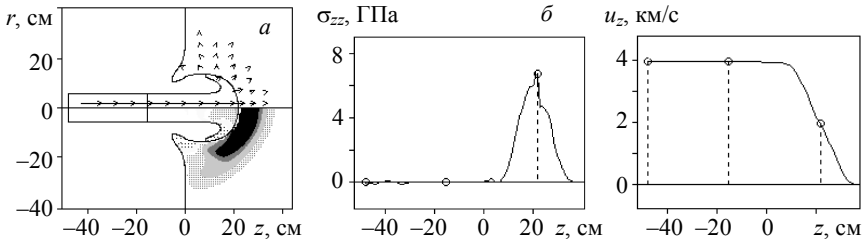


Рис. 5.90. Начальный этап «срабатывания» насадки (вариант 2), $X_{\max} = 0.554$, $t = 100$ мкс: a – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); b – распределение напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

В третьем варианте удара изменен лишь материал насадки при неизменной его длине и начальной плотности (см. табл. 5.7). Для алюминиевой насадки получены практически совпадающие результаты как по глубине проникания основного элемента, так и по времени процесса. Различаются лишь конфигурации деформированных насадок и их разрушение (см. рис. 5.91, a ; 5.92, a).

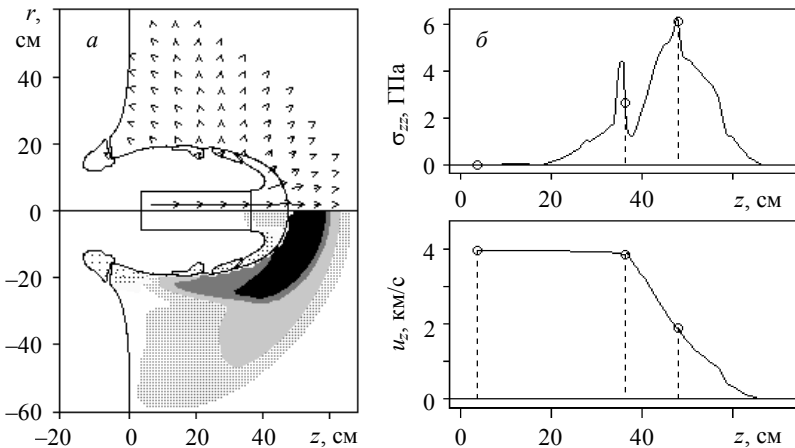


Рис. 5.91. Заключительный этап «срабатывания» насадки (вариант 2), $H_p = 36.4$ см, $t = 230$ мкс: a – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); b – распределение напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

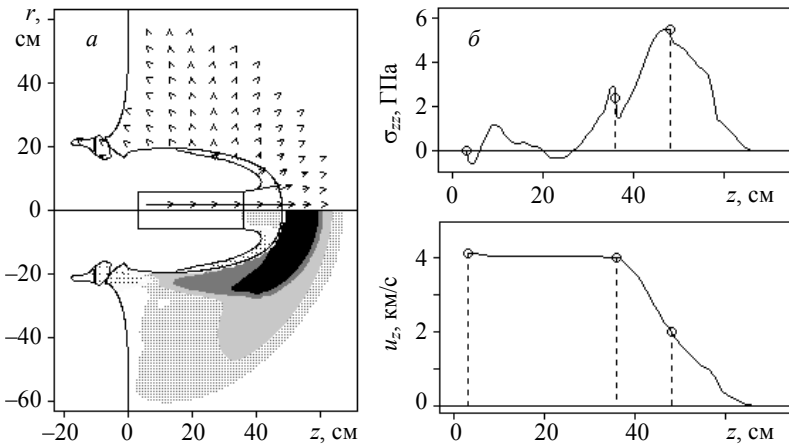


Рис. 5.92. Заключительный этап «срабатывания» насадки (вариант 3), $H_p = 36.4$ см, $t = 230$ мкс: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); *б* – распределение напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

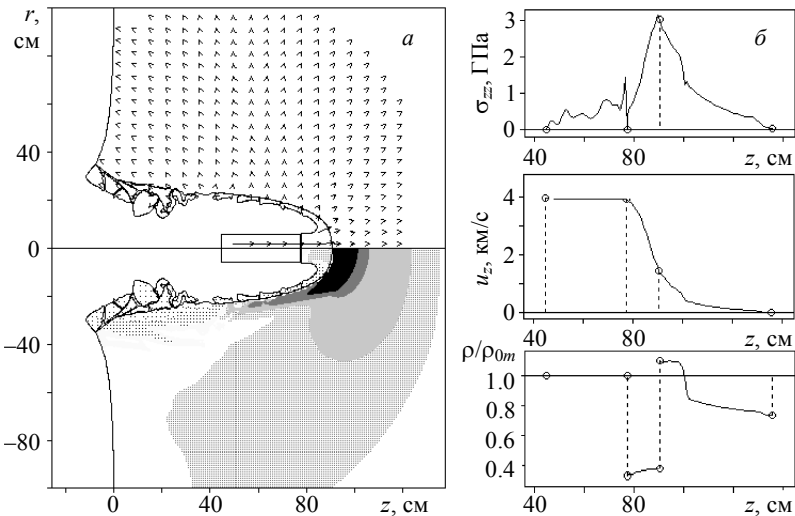


Рис. 5.93. Заключительный этап «срабатывания» насадки (вариант 4), $H_p = 78$ см, $t = 580$ мкс: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); *б* – распределение напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

Дальнейшее уменьшение плотности насадка в варианте 4 дает аналогичные результаты. Глубина и время проникания основного элемента увеличиваются, а скорость проникания насадки уменьшается до величины $V_k = 1.5$ км/с. Максимальное сжатие песка составляет $X_{\max} = 0.5$. По распределению относительной плотности на рис. 5.93, б видно, что материал пористой насадки сжат незначительно по сравнению с песчаным грунтом. Так как начальная плотность насадки $\rho_0 = 1.0$ г/см³ меньше плотности песчаного грунта, то в данном варианте удара процесс «срабатывания» и разрушения насадки начинает преобладать над процессом его проникания в преграду.

Следовательно, уменьшение плотности демпфирующей насадки при ее фиксированной массе и диаметре приводит к увеличению глубины проникания основного элемента. Однако уменьшение плотности насадки до значений ниже плотности песчаного грунта не даст существенного увеличения глубины проникания из-за того, что в этом случае процессы «срабатывания» низкоплотного стержня начнут преобладать над процессами его проникания в песчаный грунт.

5.9. Проникание цилиндрических ударников в водные и ледовые преграды

Особенность водных и ледовых преград заключается в том, что они обладают малым удельным весом по сравнению с типичными ударниками. Характерным результатом проникания ударников в такие преграды являются большая глубина каверны и большая длительность процесса. Целью настоящих исследований являются математическое моделирование процессов высокоскоростного взаимодействия деформируемых тел с использованием основных законов механики сплошной среды и решение на этой основе прикладных задач.

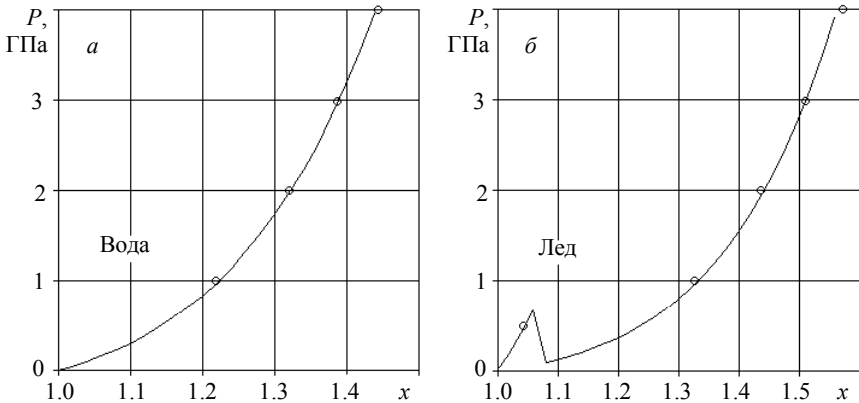
Тестирование параметров воды и льда. Вода и лед являются жидкой и твердой фазой одного материала – H₂O. Однако при ударном сжатии и разгрузке эти материалы ведут себя различным образом. Кроме того, лед, являясь хрупким материалом, подобно горной породе и керамике, проявляет свойства, связанные с его хрупким разрушением. Эти свойства описаны в п. 5.3 и представлены на рис. 5.15 – 5.18. Для конкретного описания поведения воды и льда используется эмпирическое уравнение состояния (5.24), основные константы которого приведены в табл. 5.8.

Таблица 5.8

Константы для уравнения состояния

Материал	ρ_{0m} , г/см ³	c_{0m} , км/с	c_{0m}^* , км/с	n	γ_0	$T_{пл}$, К	$c_{v0} \cdot 10^6$, (кДж/кг)/К
Вода	1.000	1.50	1.50	7.0	0.40	273	1.50
Лед	0.918	3.15	2.00	7.5	0.90	273	4.00

Как уже отмечалось в п. 5.3, при первоначальном анализе процессов соударения тел необходимо установить, в каком интервале давлений, массовых скоростей и энергий будет происходить данное взаимодействие. Такой анализ осуществляется путем расчета ударных адиабат и изэнтроп разгрузки исследуемых материалов. На рис. 5.94 приведены ударные адиабаты для воды и льда, вычисленные с использованием уравнения состояния (5.24). Здесь сделано предположение о разрывности объемной скорости звука на фронте ударной волны льда.

Рис. 5.94. Ударные адиабаты: P – давление; x – относительная плотность

Значками \circ на рис. 5.94, *a* отмечены экспериментальные данные из работы [15], а на рис. 5.94, *б* – данные некоторой усредненной фазы льда, полученные в НИИ прикладной математики и механики для численного моделирования высокоскоростной деформации этого материала. Деформация льда в процессе ударного нагружения сопровождается рядом сложных физических превращений. Для задач численного моделирования целесообразно иметь наиболее простую модель поведения

этого материала, отражающую главные особенности. В области малых давлений и до разрушения льда используются константы первой фазы льда (нижняя ветвь ударной адиабаты), а при больших давлениях и после разрушения поведение льда описывается уравнением состояния с некоторыми усредненными константами (верхняя ветвь на рис. 5.94, б).

Вторым этапом одномерного анализа является рассмотрение плоских ударных волн, их отражение от свободных поверхностей и границ контакта. Плоские ударные волны имеют место при ударном взаимодействии пластин, когда поперечные размеры пластин больше их толщины. Одновременно с анализом волнового движения осуществляются тестирование конечно-разностной схемы и методики расчета, правильность реализации начальных и граничных условий. Задача решается в двумерной осесимметричной постановке, однако в окрестности оси симметрии реализуется одномерный режим деформации, т.е. среда деформируется и перемещается только в направлении оси симметрии. В качестве исходных данных примера этой задачи приняты следующие: ударник – пластина толщиной 10 см; преграда – пластина толщиной 10 см; диаметр пластин – 20 см; скорость удара $V_0 = 1000$ м/с. Шаги по расчетной сетке задавались равными 0.1 см. Значками \circ на рисунках помечены положения границ взаимодействующих тел.

После взаимодействия пластин, материалом которых является вода, в ударнике и в преграде распространяются плоские ударные волны со скоростями $D_1 = D_2$ (рис. 5.95, б). За ударными волнами устанавливаются области ударно-сжатых материалов с постоянным давлением, массовой скоростью и относительной плотностью. Значения этих параметров соответствуют точке пересечения ударных адиабат, как на рис. 5.9: $P_H = 1.24$ ГПа, $u_H = 500$ м/с. По расположению зон относительных давлений P/P_{\max} на рис. 5.95, а прослеживается распространение боковых волн разгрузки, которые распространились до половины диаметра взаимодействующих тел.

Нерегулярное поведение ударной адиабаты льда (см. рис. 5.94, б) приводит к особенностям процесса распада контактного разрыва и распространения фронта ударной волны. Некоторые из этих особенностей проиллюстрированы на рис. 5.96, где представлены результаты расчета удара ледовых пластин со скоростью 1000 м/с. В верхней половине рис. 5.96, а показано поле массовых скоростей, в нижней – области разрушений, где присутствуют область разрушения по типу сдвига и область плавления льда.

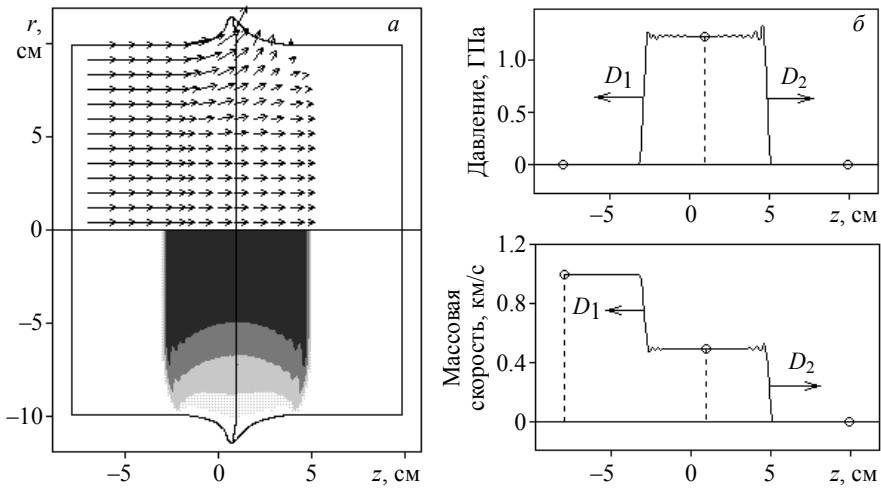


Рис. 5.95. Соударение пластин «вода – вода».

$$V_0 = 1000 \text{ м/с}, P_{\max} = 1.3 \text{ ГПа}, t = 20 \text{ мкс}$$

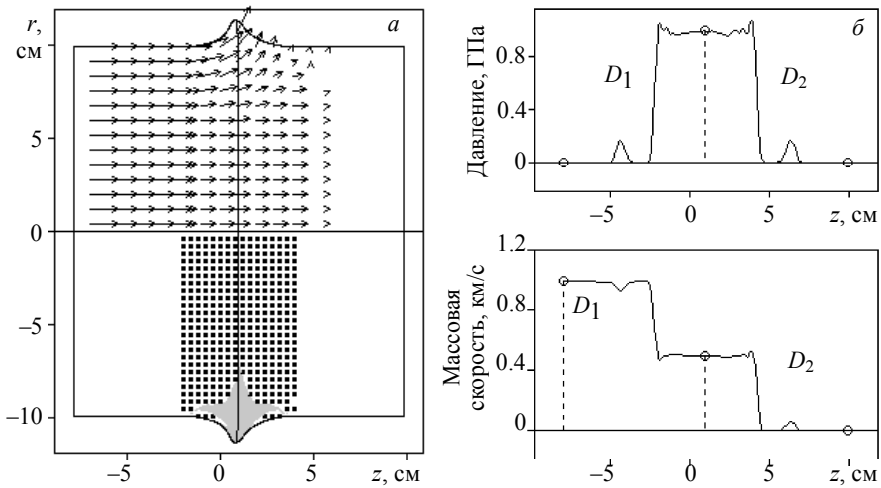


Рис. 5.96. Соударение пластин «лед – лед».

$$V_0 = 1000 \text{ м/с}, P_{\max} = 1.0 \text{ ГПа}, t = 20 \text{ мкс}$$

В ледовых пластинах формируются 2-волновые структуры распространения возмущений. Передний импульс движется по ударнику и преграде со скоростью упругих продольных волн. Здесь происходит разрушение льда по типу сдвига, т.е. перестройка его внутренней структуры. Плавление льда происходит на волне боковой разгрузки (см. рис. 5.96, а).

При взаимодействии стальной пластины с пластиной изо льда в ударнике и преграде распространяются различные виды возмущений. В ударнике имеет место комбинация упругих волн, идущих от лицевой и боковой поверхности стальной пластины, а также от границы контакта. Нестабильность процессов здесь характеризует кривая распределения давления вдоль оси симметрии (рис. 5.97). Распределение массовой скорости, температуры и относительной плотности имеет более стабильный характер.

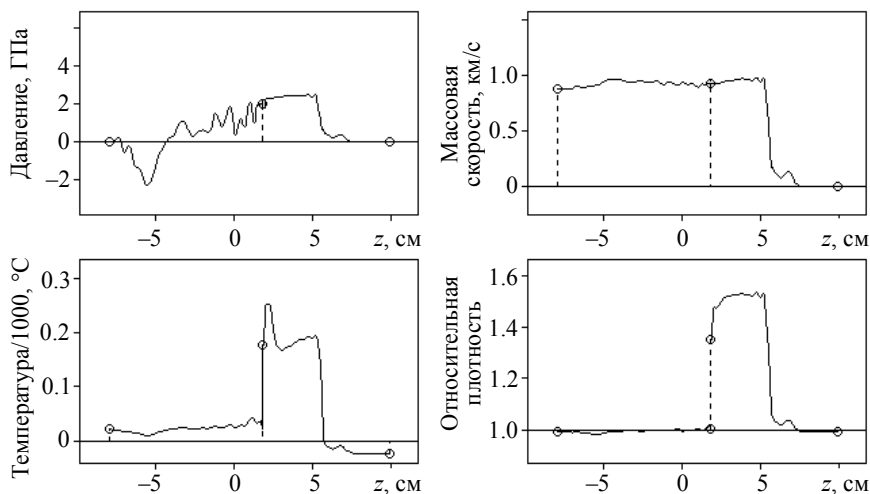


Рис. 5.97. Распределение давления, массовой скорости, температуры и относительной плотности вдоль оси симметрии. Удар: «сталь – лед»; $V_0 = 1000$ м/с; $t = 20$ мкс

В преграде за фронтом упругой и ударной волны формируется площадка с почти постоянными значениями давления, массовой скорости, температуры и относительной плотности. Исключение составляет кривая распределения температуры в окрестности границы контакта. Ло-

кальное повышение температуры в области контактной границы, так называемый энтропийный эффект, характерно почти для всех численных расчетов. Этот эффект проявляется в различной степени в зависимости от взаимодействующих материалов. Например, для воды он практически не заметен, а для стали и льда кривая распределения температуры имеет значительный перепад. Кроме того, начальная температура стального ударника задана равной $T_0 = 293 \text{ К} = 20^\circ\text{С}$, а начальная температура ледовой преграды $T_0 = 253 \text{ К} = -20^\circ\text{С}$. Это видно по значениям температуры вблизи свободных поверхностей ударника и преграды на рис. 5.97.

Проникание цилиндрического ударника в водную преграду. Задача о проникании ударника в полубесконечную преграду решается при следующих исходных данных: ударник – стальной цилиндр длиной 90 и диаметром 10 мм; преграда – полубесконечный массив воды; скорость удара – $V_0 = 1000 \text{ м/с}$. Процесс взаимодействия носит почти стационарный характер, исключение составляет начальная стадия удара. Уровень максимальных давлений в водной преграде составляет $0.2 \dots 0.5 \text{ ГПа}$, а скорость проникания близка к скорости удара. Амплитуда колебания давления в ударнике на порядок выше максимального давления в преграде. В процессе расчета имел место отрыв фрагментов воды от лицевой поверхности преграды.

Поле скоростей в преграде таково, что средний диаметр каверны постоянно увеличивается (рис. 5.98 и 5.99). Однако схлопывание каверны должно произойти, так как оно неизбежно с физической точки зрения. Вопрос лишь в том, на каком временном интервале начнется этот процесс и какие физические механизмы будут участвовать в этом процессе.

Одним из наиболее вероятных механизмов схлопывания каверны является перепад давления на поверхности кратера за счет силы тяжести воды. Это давление оценивается по формуле $P_0 = \rho_0 gh$, и при $h = 1 \text{ м}$ получаем $P_0 = 10^{-5} \text{ ГПа}$. Отсюда следует, что влияние силы тяжести воды может изменить ход процесса, когда величина P_{max} снизится до величины P_0 .

Механизм схлопывания каверны может быть изучен на более коротком временном интервале. Для этого необходимо качественно изменить направление потока воды. При замене граничного условия свободного вытекания на боковой поверхности преграды граничным условием твердой стенки поток воды, отражаясь от твердой стенки, меняет свое

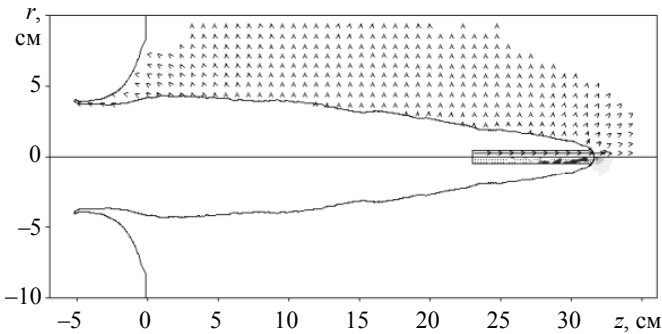


Рис. 5.98. Поле массовых скоростей и интервалы давлений.

$$V_{cp} = 680 \text{ м/с}; P_{\max} = 0.43 \text{ ГПа}; t = 0.4 \text{ мс}$$

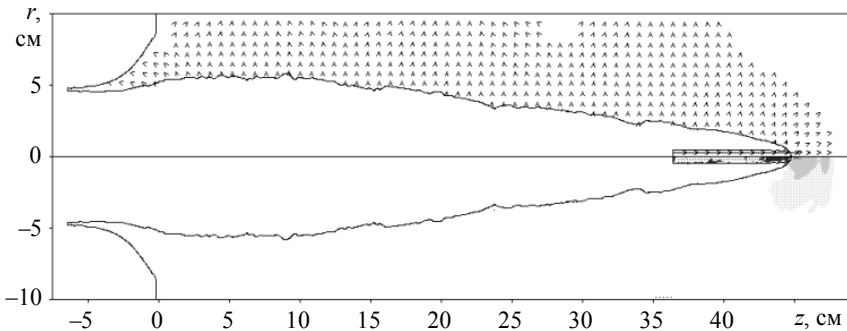


Рис. 5.99. Поле массовых скоростей и интервалы давлений.

$$V_{cp} = 690 \text{ м/с}; P_{\max} = 0.26 \text{ ГПа}; t = 0.6 \text{ мс}$$

направление. Этот эффект иллюстрирует рис. 5.100, на котором, в отличие от рис. 5.98, поток воды направлен уже к оси симметрии.

Процесс перемещения потока к оси симметрии завершается схлопыванием каверны. Давление воды в области схлопывания повышается до величины $P_{\max} = 0.9 \text{ ГПа}$, что приводит к локальному кумулятивному эффекту, который выражается в виде образования двух кумулятивных струй, – прямой и обратной (рис. 5.101). Скорость головной части прямой струи составляет 500 м/с . Более интенсивной является обратная струя, направленная в сторону лицевой поверхности преграды. Скорость головной части обратной струи составляет 800 м/с .

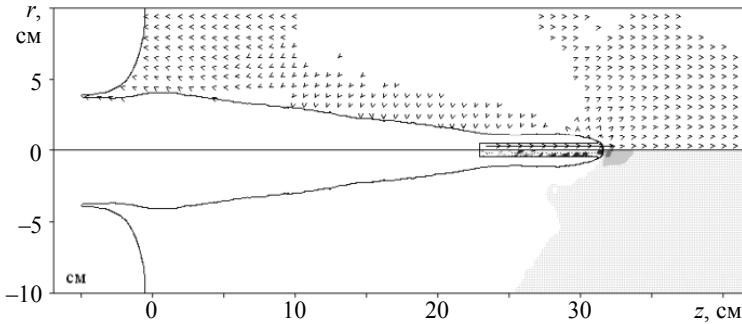


Рис. 5.100. Отражение бокового потока воды от твердой стенки.

$$V_{cp} = 670 \text{ м/с}; P_{max} = 0.27 \text{ ГПа}; t = 0.4 \text{ мс}$$

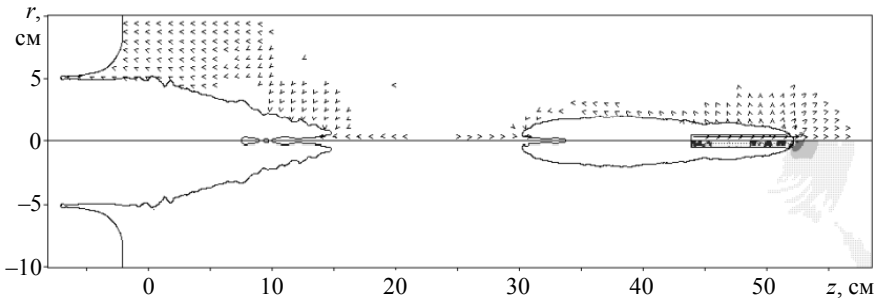


Рис. 5.101. Схлопывание кратера и образование кумулятивных выбросов.

$$V_{cp} = 770 \text{ м/с}; P_{max} = 0.26 \text{ ГПа}; t = 0.7 \text{ мс}$$

Проникание цилиндрического ударника в ледовую преграду.

При численном моделировании процесса проникания цилиндрического ударника в ледовую преграду необходимо описание таких физических явлений, как хрупкое разрушение льда, его плавление и возможное испарение воды. Задача решалась при тех же исходных данных, что и задача о проникании в водную преграду: ударник – стальной цилиндр длиной 90 и диаметром 10 мм; преграда – полубесконечный массив льда; скорость удара $V_0 = 1000 \text{ м/с}$.

Процесс взаимодействия носит также почти стационарный характер. Уровень максимальных давлений льда составляет $P_{max} = 0.2 \dots 0.3 \text{ ГПа}$. По границе кратера лед переходит в расплавленное состояние, а темпе-

ратура здесь близка к температуре испарения воды. Процесс испарения воды, т.е. переход среды в газообразное состояние, не учитывается уравнением состояния (5.24). Для описания этого процесса необходимо использование широкодиапазонного уравнения состояния (5.30).

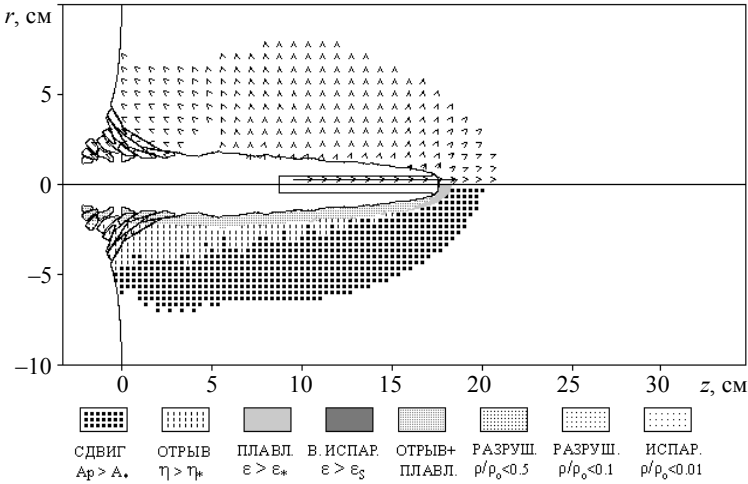


Рис. 5.102. Торможение ударника и разрушение преграды.
 $V_{cp} = 810 \text{ м/с}; P_{max} = 0.21 \text{ ГПа}; t = 0.2 \text{ мс}$

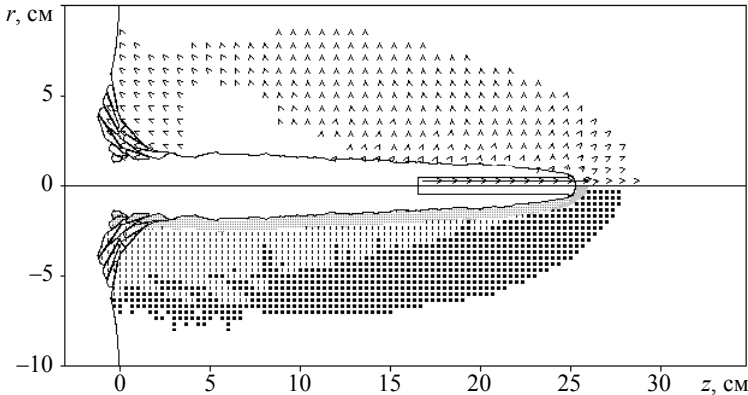


Рис. 5.103. Торможение ударника и разрушение преграды.
 $V_{cp} = 750 \text{ м/с}; P_{max} = 0.31 \text{ ГПа}; t = 0.3 \text{ мс}$

Разрушение преграды происходит по типичной схеме разрушения хрупких материалов. Первоначально образуется область сдвиговых разрушений, которая практически совпадает с областью неупругих деформаций льда. Затем эти разрушения льда трансформируются в разрушения по типу отрыва. Заключительной стадией разрушения является реализация алгоритма фрагментации (рис. 5.102 b 5.103) на лицевой поверхности преграды.

Из-за более низкой подвижности льда по сравнению с водой, диаметр кратера в ледовой преграде меньше, чем в массиве воды.

5.10. Оценка параметров термомеханического и механоимпульсного воздействия, приводящего к потере прочности слоистой оболочки

Нетрадиционные источники термомеханического воздействия на твердые тела: электронные и ионные пучки, лазеры, рентгеновское излучение – являются перспективными в физике высоких давлений для исследования теплофизических, кинетических и реологических характеристик материалов при интенсивных импульсных нагрузках. Особенно активно развиваются исследования в области воздействия рентгеновского излучения (РИ) на твердые мишени [25]. Рентгеновское импульсное излучение, воздействие которого на оболочечные конструкции изучается в данной работе, представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение, длины волн которого находятся в диапазоне $10 \dots 10^{-5}$ нм. Такое излучение обладает способностью проникать через материалы. Однако интенсивность пучка лучей, прошедшего через слой вещества, оказывается меньше первоначального значения. Происходит поглощение излучения веществом и его рассеяние.

В результате воздействия потока энергии РИ на твердую мишень могут реализоваться различные состояния вещества: от разреженной плазмы (в зоне поглощения) до упругого тела (в глубине мишени). Эти обстоятельства требуют привлечения моделей среды, применяемых в широком диапазоне термодинамических параметров. Энерговыделение в зоне поглощения происходит достаточно быстро, в течение сотых долей микросекунды, что можно считать мгновенным даже для высокоскоростных ударных явлений. Кроме того, в зону энерговыделения включается незначительный по толщине поверхностный слой мишени,

порядка 1 мм. Формирование механического импульса происходит на большей глубине.

Воздействие на материалы механическим импульсом имеет существенное отличие от термомеханического воздействия. Механоимпульсное воздействие на оболочечное изделие с помощью линейных источников импульсного давления характеризуется тем, что его продолжительность составляет 1...2 мкс, в зависимости от толщины оболочки. Такое воздействие осуществляется путем высокоскоростного ударного взаимодействия продуктов детонации (ПД) зарядов ВВ с лицевой поверхностью оболочки. К моменту воздействия на оболочку скорость переднего фронта ПД достигает 10 км/с и более, а плотность газообразного вещества продуктов взрыва сопоставима с плотностью воздуха.

В работе [15] отмечается, что разлет продуктов взрыва в воздухе и в пустоте сильно различается, особенно по максимальной скорости разлета. Длительность разлета ПД в пустоту приводит к появлению ошибки. Величины давления и плотности стремятся к нулевым значениям, а значение массовой скорости может оказаться значительно выше ее реальной величины. Объективный подход к моделированию процессов разлета ПД требует введения воздушной среды как одного из взаимодействующих тел. Такое дополнение к постановке задачи будет внесено в процессе продолжения исследований по данной теме.

Первая стадия воздействия ПД на оболочку является активной, когда скорость лицевой поверхности оболочки возрастает с течением времени. На второй стадии взаимодействия продукты взрыва лишь сопровождают оболочку, на этой стадии влиянием ПД на процессы деформации и разрушения слоев оболочечной конструкции можно пренебречь.

Численное моделирование такой задачи возможно только численным методом в переменных Эйлера из-за очень больших деформаций газообразных продуктов взрыва. Аналогичная ситуация имеет место и в задачах термомеханического нагружения оболочечных элементов изделия. В зоне поглощения энергии реализуется высокоэнергетическое состояние вещества, которое трансформируется в состояние с большой кинетической энергией разлета расплавленной или испаренной сплошной среды в обратном направлении. Этот эффект также приводит к большим деформациям разлетающегося вещества лицевого слоя оболочки.

Объектом исследований данной работы является механическая реакция защитных материалов и многослойных оболочечных конструкций на термомеханическое и механическое импульсное воздействие. Цель

работы – разработка научных основ прогнозирования последствий термомеханического и механического импульсного воздействия на многослойные элементы оболочечной конструкции. Наиболее общая конфигурация взаимодействующих тел и схема нагружения оболочечной конструкции изображена на рис. 5.104. Обе задачи решаются в плоскопараллельной постановке в плоскости (X, Y) декартовой системы координат (X, Y, Z) .

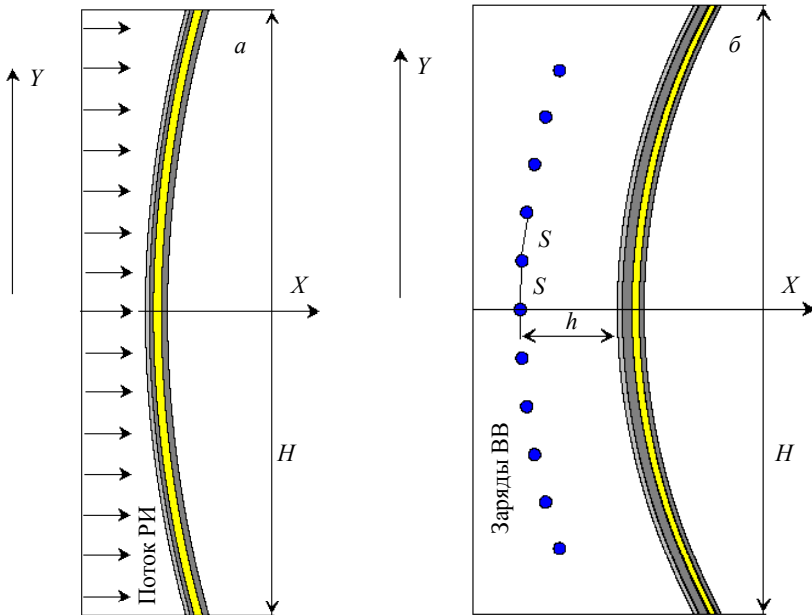


Рис. 5.104. Исходные конфигурации взаимодействующих тел:
 a – термомеханическое воздействие; b – механоимпульсное воздействие

Прикладные задачи, исходные конфигурации которых изображены на рис. 5.104, решались в различные годы по различным техническим заданиям. Размеры взаимодействующих тел могут различаться при конкретном изложении материала. Однако в данном подразделе будут излагаться по возможности наиболее общие закономерности процессов взаимодействия тел, участвующих в термомеханическом и механоимпульсном воздействии на слоистую оболочечную конструкцию.

Общим для обеих задач является то, что термомеханическое и механическое воздействия осуществляются на слоистую конструкцию, имеющую вид прямой цилиндрической оболочки с круговыми сечениями одинакового диаметра. На рис. 5.104 изображены исходные конфигурации расчетной области оболочечной конструкции в некотором сечении Z декартовой системы координат (X, Y, Z) . Цилиндр имеет достаточно большую длину для того, чтобы задачу можно было рассматривать в двумерной плоскопараллельной постановке.

Источники импульсных давлений, являющиеся зарядами ВВ, также имеют форму прямых круговых цилиндров. Иницирование зарядов ВВ осуществляется в центрах их круговых сечений. Здесь введены следующие обозначения: H – ширина расчетной области, задается в исходных данных для изменения объема решаемой задачи; d – диаметры зарядов в плоскости симметрии; S – расстояние между центрами зарядов; h – удаление зарядов от поверхности оболочки.

В стандартных вариантах задачи цилиндрическая оболочка состоит из четырех слоев с некоторыми толщинами и материалами слоев, заданных в табл. 5.9.

Таблица 5.9

Физико-механические характеристики слоев

Параметры	KT	C	T	A
ρ_{0m} , г/см ³	1.016	2.200	1.3255	2.640
c_{0m} , м/с	575	1100	2350	5330
μ_m , ГПа	0.042	0.060	0.047	28
σ_{\max} , ГПа	0.03	0.04	0.05	0.3
σ_{s0} , ГПа	0.01	0.02	0.01	0.2
k_s	0.5	0.5	0.5	0.3
α_0	1.0005	1.0005	2.42	1.0002
η_*	0.2	0.2	0.67	0.3
A_*^p , КДж/кг	1.0	2.0	5.0	20
σ_{\max}^* , ГПа	0.02	0.03	0.03	0.25
a_s , ГПа	0.0005	0.0005	0.0005	0.09

Конкретизируем эти параметры на примере следующей оболочечной конструкции: $h_1 = 3$ мм – толщина первого внутреннего слоя оболочки, материал – металлический сплав A (условное обозначение материала в табл. 5.9), материал типа дюралюминиевого сплава; $h_2 = 4$ мм – толщина второго слоя, материал – пористый полимер T ; $h_3 = 2$ мм – толщина третьего слоя, материал – смесь полимера и керамики C ; $h_4 = 2$ мм – толщина четвертого, внешнего слоя, материал – полимер KT . Внешние три слоя являются теплозащитной оболочкой первого, несущего, металлического слоя. Прочностные константы всех слоев приведены в табл. 5.9, обозначения совпадают с обозначениями в табл. 5.3.

Термомеханическое воздействие на слоистую оболочку. Перед началом решения некоторой задачи ударного или взрывного взаимодействия предполагается, что взаимодействующие тела находятся в ненапряженном и недеформированном состоянии, но могут иметь различные скорость, плотность и пористость. В рассматриваемом виде нагружения оболочки коротким импульсом рентгеновского излучения (РИ), длительность которого составляет примерно 0.02 мкс, сделано предположение, что перед началом решения задачи передача энергии оболочке уже закончилась. Следовательно, начальное состояние материала оболочки будет характеризоваться некоторым уровнем внутренней энергии, резко убывающим по толщине конструкции, т.е. по координате x (см. рис. 5.104, a). Предлагается задать этот закон в виде убывающей экспоненты

$$E_0(x, y) = E_{00} \exp[-k_x(x - x_0)], \quad (5.82)$$

где $x_0 = x_0(y)$ – координата лицевой границы четвертого внешнего слоя, которая имеет форму окружности радиусом, равным половине диаметра оболочки 570 мм; k_x – коэффициент поглощения РИ веществом; E_{00} – энерговыделение на лицевой границе внешнего слоя. Величина коэффициента поглощения k_x подбиралась по исходным данным заказчика этой работы, и в результате такого подбора получено его значение для лицевого слоя оболочки $k_x = 60 \text{ см}^{-1}$.

Ниже анализируется вариант термомеханического воздействия для случая, когда энерговыделение на границе лицевого слоя оболочки составляет $E_{00} = 5$ МДж/кг. Численное решение задачи осуществлялось лишь для центрального участка оболочечной конструкции шириной $H = 30$ см, $D_x = D_y = 0.02$ см – расстояние между расчетными точками, шаги по координатам.

Специфика методики расчета в эйлеровых пространственных переменных заключается в том, что узлы расчетных точек, как правило, не находятся на границах слоев оболочки. В первых расчетных точках лицевого слоя оболочки величина $(x - x_0) > 0$, а это значит, что величина энерговыделения в первых расчетных узлах будет несколько меньше величины $E_{00} = 5$ МДж/кг.

Этот факт подтверждает рис. 5.105, где приведены начальные распределения температуры и внутренней энергии вдоль оси $Y = 0$. При этом внутренняя энергия задана по формуле (5.82), а температура вычислена по уравнению состояния (5.30) и соотношению (5.27). Аналогичное распределение вдоль сечения $Y = 1$ см на рис. 5.106 показывает, что в этом сечении расчетный узел расположен почти на границе лицевого слоя. Такие перепады в задании начальной внутренней энергии приведут, как будет показано ниже, к нестабильности возвратного движения границы лицевого слоя. Она будет иметь волнообразную форму.

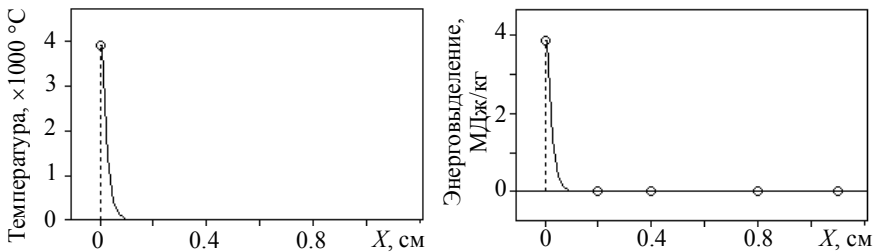


Рис. 5.105. Начальное распределение температуры и внутренней энергии в сечении $Y = 0$

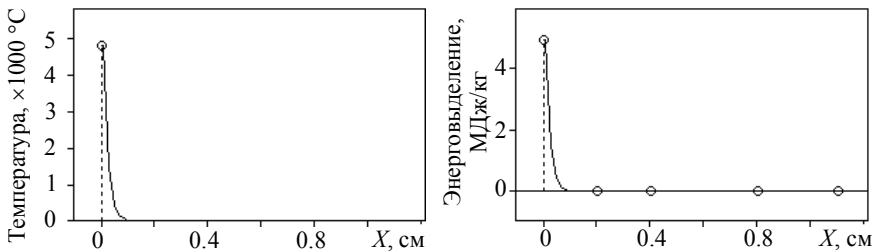


Рис. 5.106. Начальное распределение температуры и внутренней энергии в сечении $Y = 1$ см

На рис. 5.107 и 5.108 представлено распределение давления и массовой скорости вдоль оси $Y=0$ до начала формирования механического импульса. Основная особенность этого распределения заключается в том, что лицевая граница внешнего слоя оболочки приобретает значительную обратную скорость более 1.5 км/с, что, в свою очередь, приводит к снижению первоначального импульса давления.

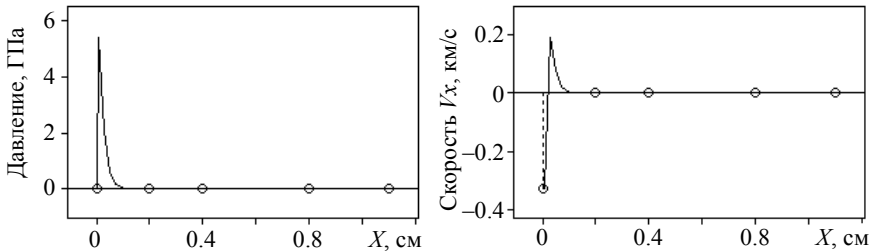


Рис. 5.107. Распределение давления и массовой скорости, $t = 0.02$ мкс

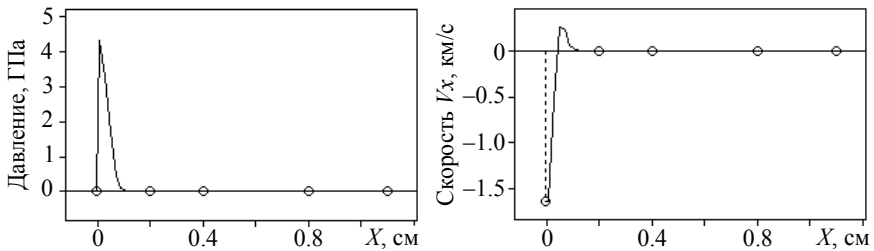


Рис. 5.108. Распределение давления и массовой скорости, $t = 0.1$ мкс

Интенсивный обратный разлет внешнего слоя оболочки иллюстрирует рис. 5.109, где показана конфигурация сильно деформированного материала этого слоя. В верхней полуплоскости рисунка изображено поле массовых скоростей, максимальная длина стрелки соответствует максимальной массовой скорости V_{\max} . В нижней полуплоскости рисунка показаны интервалы относительного давления P/P_{\max} . Обозначения этих интервалов и численные значения величин P_{\max} и V_{\max} приведены под рис. 5.109. Распределения давления в эти же моменты времени в сечении $Y=0$ приведены на рис. 5.110.

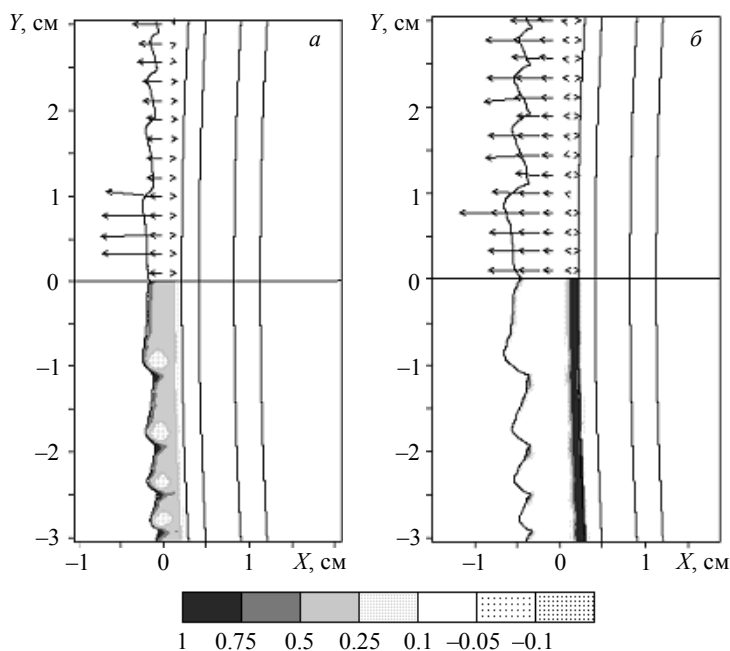


Рис. 5.109. Формирование механического импульса давления:
 $a - t = 0.5 \text{ мкс}, P_{\text{max}} = 1.7 \text{ ГПа}, V_{\text{max}} = 7.55 \text{ км/с};$
 $b - t = 1 \text{ мкс}, P_{\text{max}} = 0.5 \text{ ГПа}, V_{\text{max}} = 8.15 \text{ км/с}$

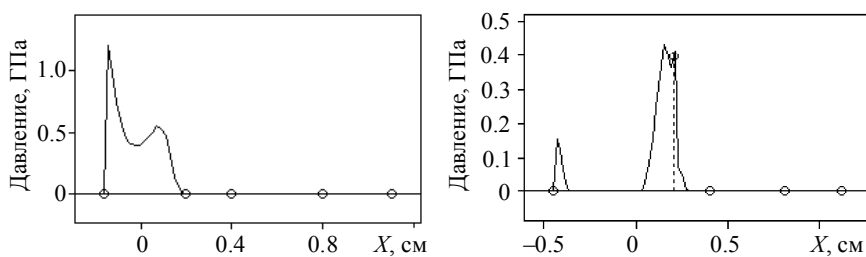


Рис. 5.110. Распределение давления по толщине оболочки:
 $a - t = 0.5 \text{ мкс}; b - t = 1 \text{ мкс}$

Эти рисунки иллюстрируют процесс формирования механического импульса с одновременным снятием первоначального давления, соответствующего начальному импульсу внутренней энергии, изображен-

ному на рис. 5.105. Механический импульс с максимальным давлением $P_{\max} = 0.5$ ГПа к моменту времени 1 мкс проходит контактную границу между четвертым и третьим слоем оболочки (см. рис. 5.109, б), а первоначальный импульс давления многократно снизился до величины примерно 0.15 ГПа.

На рис. 5.111 показаны области различных состояний материала четвертого слоя в моменты времени $t = 0.5$ мкс и $t = 1$ мкс, под рисунком дана краткая расшифровка этих состояний.

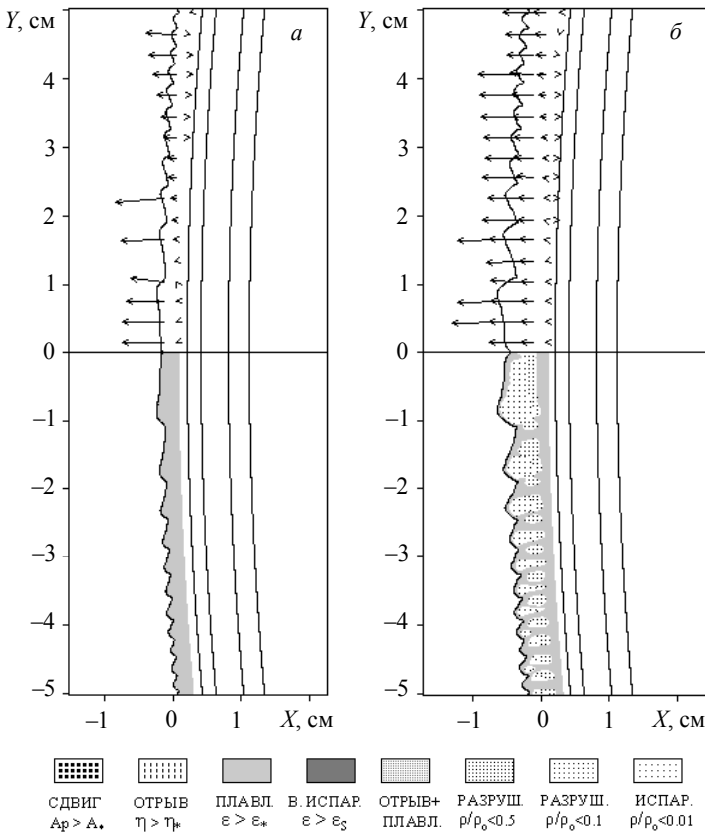


Рис. 5.111. Области разрушения четвертого слоя оболочки:

$a - t = 0.5$ мкс; $b - t = 1$ мкс

Области состояний на рис. 5.111 свидетельствуют о том, что большая часть материала четвертого слоя находится в расплавленном состоянии, с последующим разрушением и распылением за счет увеличения его пористости. Судя по направлению и величине стрелок поля массовых скоростей в верхней части рисунка, процесс распыления материала четвертого слоя оболочки будет интенсивно продолжаться.

На рис. 5.112 показаны две стадии разлета расплавленного и распыленного вещества четвертого слоя оболочки в обратном направлении оси X и процесс разрушения третьего слоя. Поскольку материал четвертого слоя оболочки перемещается в обратном направлении оси X , а материал третьего слоя движется в прямом направлении, то такое

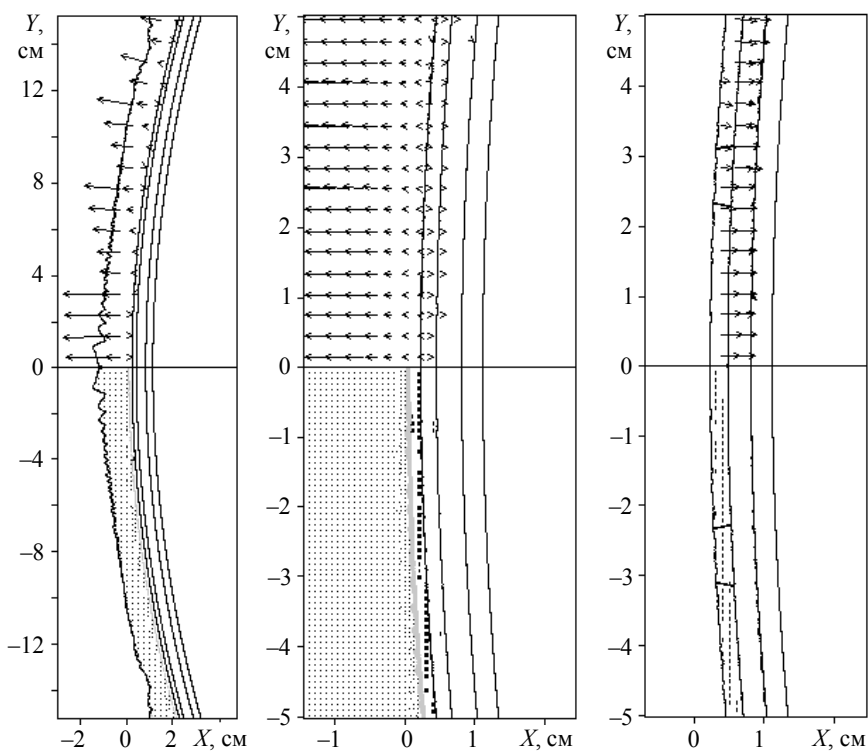


Рис. 5.112. Области разрушения оболочки: $a - t = 2$ мкс; $P_{\max} = 0.95$ ГПа; $V_{\max} = 7.78$ км/с; $b - t = 4$ мкс; $P_{\max} = 1.43$ ГПа; $V_{\max} = 5.38$ км/с; $v - t = 6$ мкс; $P_{\max} = 1.08$ ГПа; $V_{\max} = 0.37$ км/с

движение приводит к нарушению их контакта. Для ускорения решения задачи левый край расчетной сетки первоначально сдвигается, а затем, после $t = 4$ мкс, четвертый слой оболочки удаляется из расчета, и к моменту времени $t = 6$ мкс расчет задачи осуществляется только для 3 передних слоев оболочки. Из этого следует вывод, что четвертый слой оболочки, по существу, является лишь средством передачи механического импульса передним слоям оболочки. В дальнейшем этот слой не влияет на процессы деформации и разрушения оставшихся передних слоев. Этот вывод касается лишь центральной части конструкции шириной $H < 30$ см.

Рис. 5.113 характеризует механизм передачи импульса от четвертого слоя к третьему. Здесь показана зависимость осевой составляющей массовой скорости V_x на границе контакта от времени процесса, эта кривая на рисунке помечена символом V_k . Кривая в правой части рисунка – зависимость импульса давления от времени процесса. По поведению кривой V_k видно, что активный этап воздействия на третий слой закончился к моменту времени $t = 1.5$ мкс, скорость лицевой границы этого слоя достигает 200 м/с. Увеличение импульса давления происходит в течение 3 мкс, и он возрастает до величины $I_x = 0.7$ ГПа·мкс. В остальных сечениях $Y > 0$ картина поведения этих параметров качественно совпадает.

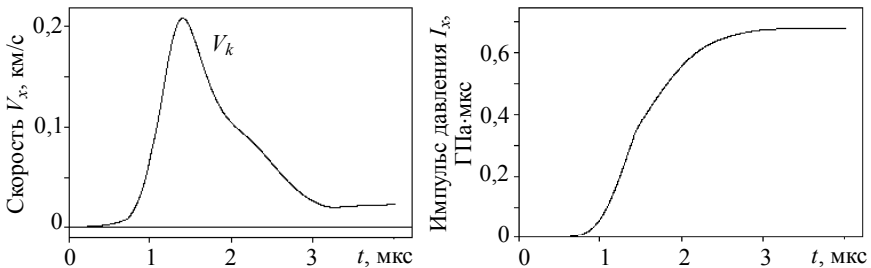


Рис. 5.113. Зависимость скорости V_x и импульса давления на контактной границе четвертого и третьего слоя оболочки от времени процесса при $Y = 0$

На рис. 5.114 показано распределение осевой составляющей массовой скорости V_k и импульса давления I_x вдоль контактной границы четвертого и третьего слоя оболочки. Символом V_l здесь обозначена осевая составляющая массовой скорости внутренней границы первого слоя.

К моменту времени $t = 4$ мкс скорость V_k уже снизилась до величины $V_k < 30$ м/с, а скорость внутренней границы V_i имеет почти нулевые значения. Импульс давления I_x плавно снижается при увеличении координаты Y , т.е. к боковому краю расчетной области.

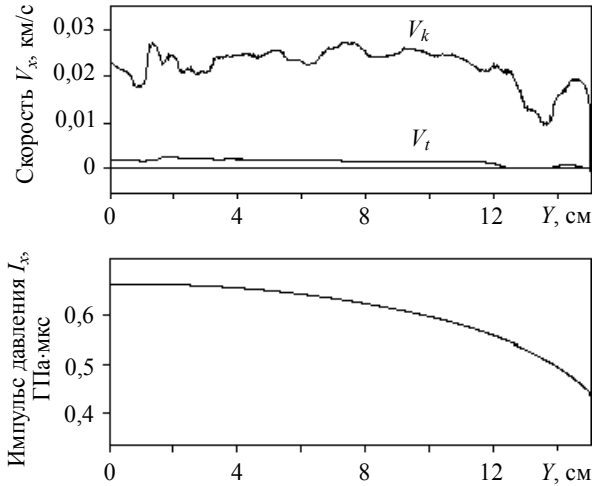


Рис. 5.114. Распределение скорости V_x и импульса давления I_x вдоль контактной границы четвертого и третьего слоя оболочки при $t = 4$ мкс

На рис. 5.115 представлено распределение давления и массовой скорости вдоль оси $Y = 0$ в момент времени после удаления четвертого слоя (6 мкс). Механический импульс волны сжатия вышел на внутреннюю границу первого слоя оболочки. Судя по величинам давления и массовой скорости, в этом варианте термомеханического воздействия разрушения первого, несущего, слоя оболочки не произойдет. Этот факт подтверждают окончательные картины разрушения и фрагментации третьего слоя, приведенные на рис. 5.116.

На рис. 5.117 приведено распределение осевой составляющей массовой скорости V_i вдоль внутренней границы оболочки. Хотя распределение скорости V_i вдоль оси Y не стабильно, ее значения $V_i < 80$ м/с, могут привести лишь к незначительным пластическим деформациям первого, несущего, слоя оболочки. Разрушения этого слоя в данном варианте термомеханического воздействия не прогнозируются.

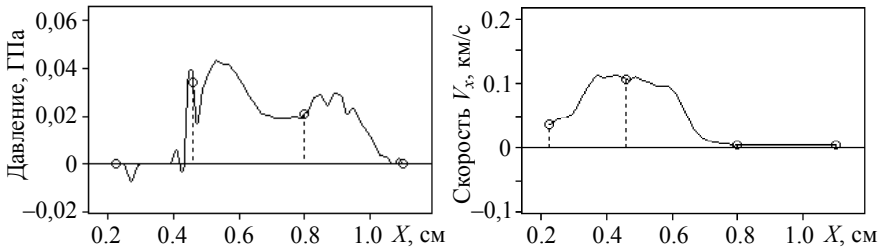


Рис. 5.115. Распределение давления и массовой скорости на оси симметрии $Y = 0$ при $t = 6$ мкс

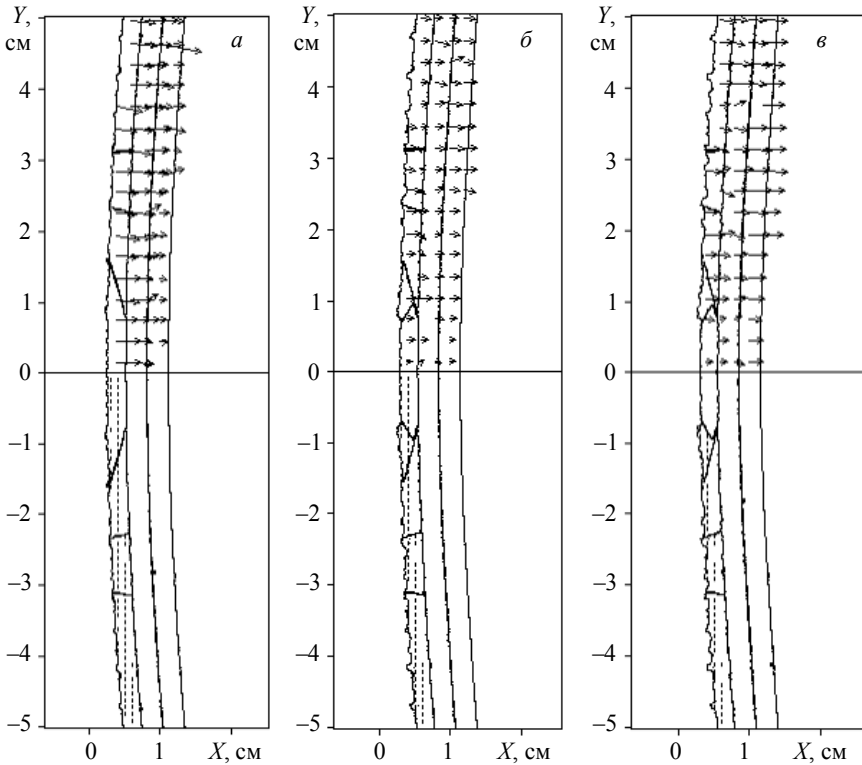


Рис. 5.116. Разрушение и фрагментация третьего слоя: $a - t = 10$ мкс; $P_{\max} = 1.45$ ГПа; $V_{\max} = 0.20$ км/с; $б - t = 15$ мкс; $P_{\max} = 1.19$ Па; $V_{\max} = 0.40$ км/с; $в - t = 20$ мкс; $P_{\max} = 1.40$ ГПа; $V_{\max} = 0.19$ км/с

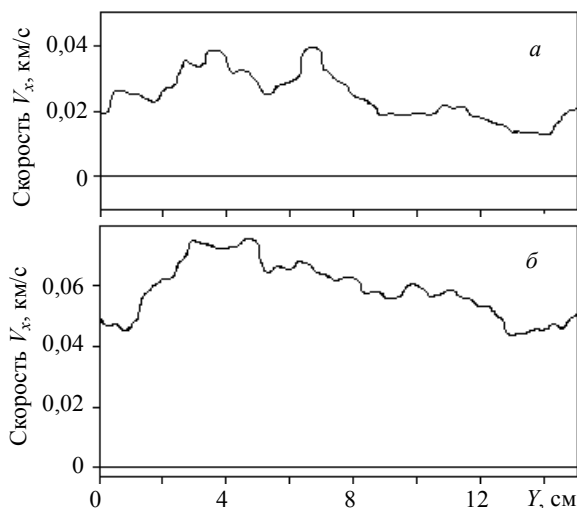


Рис. 5.117. Распределение массовой скорости по внутренней границе первого слоя оболочки: $a - t = 10$ мкс; $б - t = 20$ мкс

Распределение давления и скорости по толщине передних трех слоев на рис. 5.118 также не подтверждает потерю прочности оболочки. Рисунок 5.119 свидетельствует о незначительном повышении остаточной температуры во втором, пористом, слое оболочки. Оно произошло из-за частичного схлопывания пор. Температура внутреннего слоя практически не изменилась.

При задании энерговыделения на границе лицевого слоя оболочки равным $E_{00} = 110$ МДж/кг картина деформации слоистой конструкции изменится не только количественно, но и качественно. Лицевая граница внешнего слоя оболочки приобретает значительную обратную скорость, более 20 км/с, большая часть материала четвертого слоя переходит в испаренное состояние. В данной постановке задачи наличие воздушной массы не предусмотрено, в предлагаемых расчетах происходит разлет газообразного облака в пустоту. Это несогласование по скорости разлета в данном варианте термомеханического воздействия может повлиять на процесс формирования механического импульса давления. В реальных испытаниях воздействие механического импульса на первый, несущий, слой оболочки может оказаться выше прогнозируемого в данных расчетах без учета воздушной подпорки.

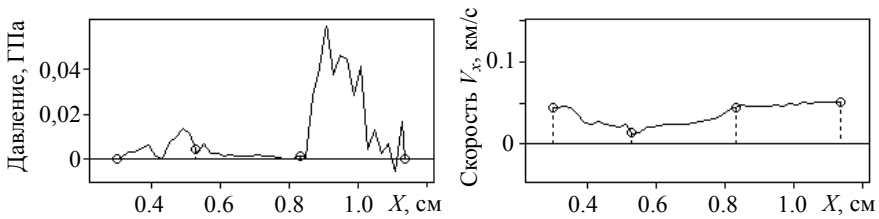


Рис. 5.118. Распределение давления и массовой скорости на оси симметрии $Y = 0$ при $t = 20$ мкс

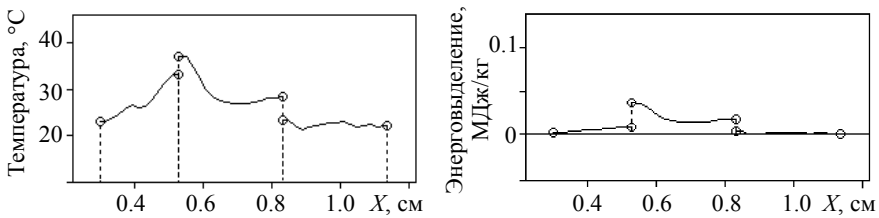


Рис. 5.119. Распределение температуры и внутренней энергии на оси симметрии $Y = 0$ при $t = 20$ мкс

Фрагментация третьего слоя оболочки носит интенсивный характер, эти фрагменты приобретают скорость, имеющую обратное направление, они уже не влияют на деформацию и разрушение передних слоев. На рис. 5.120, *a* представлено распределение массовой скорости по толщине передних трех слоев в сечении $Y = 0$, а на рис. 5.120, *б* – по толщине передних двух слоев. К моменту времени 20 мкс скорость переднего слоя оболочки выравнивается по толщине и составляет 500 м/с, второй

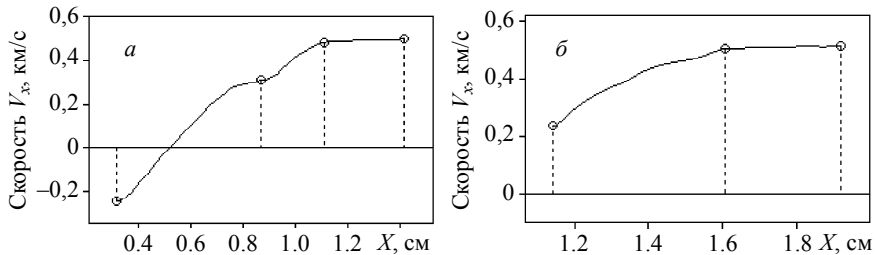


Рис. 5.120. Распределение массовой скорости по толщине оболочки: $a - t = 10$ мкс; $б - t = 20$ мкс

слой перемещается с несколько меньшей скоростью. Это распределение скорости, изображенное на рис. 5.120, б, не меняется и к моменту времени $t = 30$ мкс, т.е. процесс деформации и перемещения первого слоя оболочки приобретает стабильный характер.

Из анализа результатов решения этого варианта задачи следует, что внутренний, несущий, слой оболочки приобретает значительную скорость порядка 500 м/с. Это неизбежно приведет к его большой пластической деформации. К моменту времени 30 мкс в этом слое имеют место отдельные разрушения. В этом варианте нагружения оболочки вполне вероятно нарушение ее прочности, которое может произойти на более поздней стадии и возможно за пределами заданной расчетной области.

Механоимпульсное воздействие на слоистую оболочку. Особенность данной задачи заключается в том, что материалы слоев оболочки будут находиться в ненапряженном и недеформированном состоянии некоторый промежуток времени до начала взаимодействия ПД с лицевым слоем оболочки (см. рис. 5.104, б). Начальные условия для оболочки имеют тот же вид, что и для случая термомеханического воздействия, но при условии равенства нулю начальной внутренней энергии.

При описании поведения взрывчатого вещества в зоне детонации используется методика расчета стационарной детонационной волны, модифицированная для эйлеровых пространственных переменных (см. п. 5.1). В качестве взрывчатого вещества задан пентолит с уравнением состояния (5.38) и константами из табл. 5.5.

На рис. 5.121 представлен начальный этап детонации цилиндрического заряда ВВ, расположенного на оси $Y = 0$.

В верхней полуплоскости рисунка изображено поле массовых скоростей, максимальная длина стрелки соответствует максимальной массовой скорости $V_{\max} = 1.3$ км/с и $V_{\max} = 1.9$ км/с. В нижней полуплоскости рисунка показаны интервалы относительного давления P/P_{\max} . Обозначения этих интервалов приведено под рис. 5.121.

На рис. 5.122 показано распределение давления и массовой скорости вдоль оси $Y = 0$. Характерным является большой градиент массовой скорости в окрестности центра заряда ВВ, в точке инициирования процесса детонации. Рис. 5.122, б свидетельствует о том, что к моменту подхода передней границы детонационной волны к свободной поверхности заряда импульс давления успевает сформироваться до нужного значения,

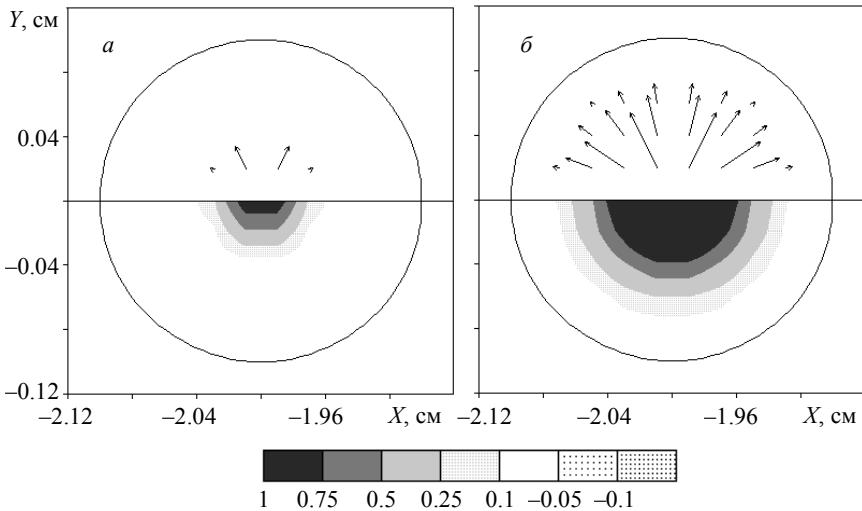


Рис. 5.121. Детонация заряда ВВ:

$a - t = 0.05$ мкс, $P_{\max} = 11.6$ ГПа; $b - t = 0.1$ мкс, $P_{\max} = 24.5$ ГПа

равного давлению Чепмена – Жуге $P_H = 24.5$ ГПа (см. табл. 5.5). Фронт детонационной волны растянут примерно на три расчетные точки. В данном примере расчета детонации шаги по координатам X и Y задавались равными $D_x = D_y = 0.02$ см, т.е. вдоль диаметра заряда располагалось 10 расчетных точек. Этого количества точек оказалось достаточно для формирования детонационной волны с давлением заданной интенсивности.

Взаимодействие ПД с оболочкой происходит одновременно с интенсивным разлетом ПД в обратном направлении, что приводит к многократному увеличению объема решаемой задачи, к увеличению количества новых узлов эйлеровой расчетной сетки. Для сокращения времени решения задачи применен алгоритм сдвига расчетной сетки таким образом, чтобы разлетающийся газообразный материал продуктов взрыва оказался за пределами расчетной сетки. На этой границе расчетной области удовлетворяются граничные условия свободного перетока среды (см. п. 5.1). На рис. 5.123 показана конфигурация разлетающейся области ПД перед сдвигом расчетной сетки (рис. 5.123, а) и после выполнения сдвига (рис. 5.123, б). Все обозначения и пояснения под рис. 5.123

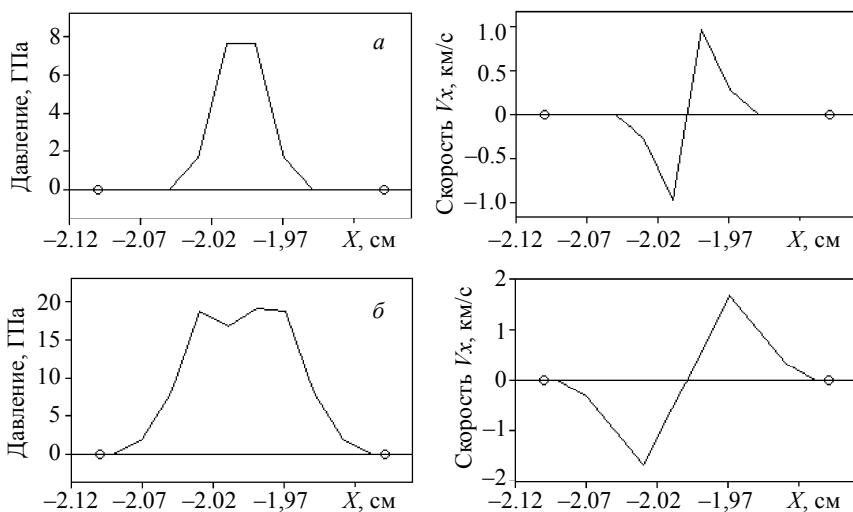


Рис. 5.122. Распределение давления и массовой скорости вдоль оси симметрии: $a - t = 0.05$ мкс; $b - t = 0.1$ мкс

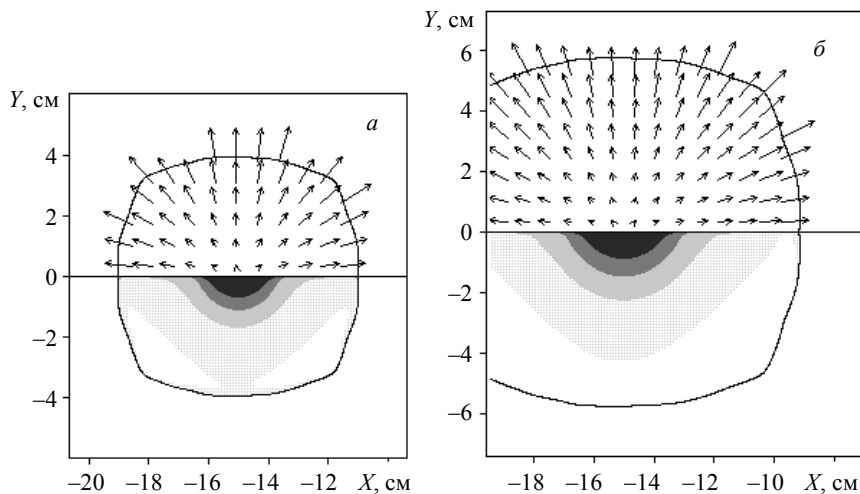


Рис. 5.123. Разлет ПД до сдвига (а) и после сдвига (б) расчетной сетки:

$$a - P_{\max} = 0.11 \text{ ГПа}, V_{\max} = 10 \text{ км/с}, t = 6 \text{ мкс};$$

$$b - P_{\max} = 0.05 \text{ ГПа}, V_{\max} = 11 \text{ км/с}, t = 8 \text{ мкс}$$

имеют тот же смысл, что и для рис. 5.121. Исходный диаметр заряда ВВ задавался 1 см. К моменту времени $t = 6$ мкс диаметр ПД увеличился почти в 10 раз. По значениям параметров V_{\max} и P_{\max} на рис. 5.123 видно, что максимальная скорость возросла более чем в 5 раз, а максимальное давление снизилось более чем в 200 раз по сравнению с теми же значениями на рис. 5.121.

На рис. 5.124 представлено распределение давления и осевой составляющей массовой скорости V_x вдоль оси симметрии в те же моменты времени, что и на рис. 5.123, т.е. до сдвига и после сдвига расчетной сетки. Следует отметить, что нулевой отсчет оси X начинается от лицевой точки внешнего слоя оболочки. Условиями сдвига расчетной сетки являются отрицательные значения скоростей и малая относительная плотность продуктов взрыва $\rho/\rho_0 < 0.01$. Из рис. 5.124 видно, что максимальное давление остается в расчетной области задачи; за пределы расчетной сетки уходит лишь область ПД, имеющая низкое давление, низкую плотность и большую скорость разлета.

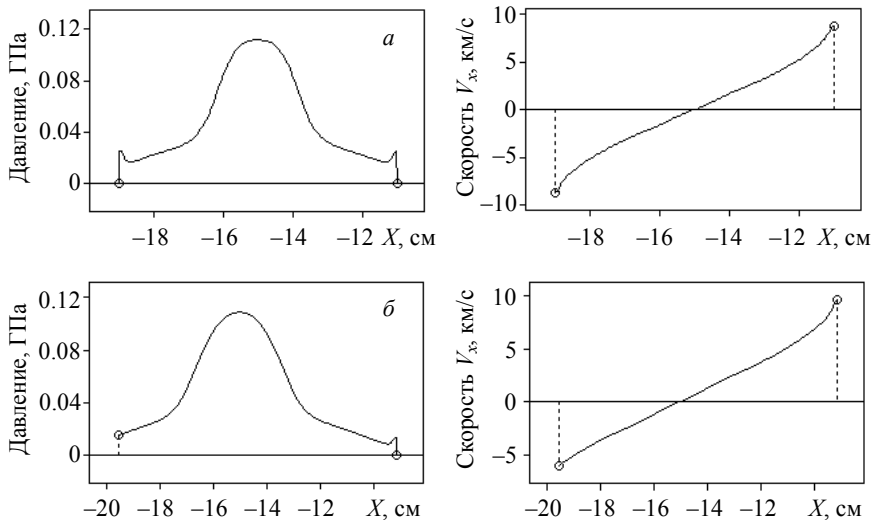


Рис. 5.124. Распределение давления и массовой скорости до сдвига и после сдвига границы расчетной сетки: а – $t = 6$ мкс; б – $t = 8$ мкс

Ниже анализируются результаты численного решения полной задачи, конфигурация которой изображена на рис. 5.104, б. Исходные данные этого расчета имеют следующие значения. Заряд ВВ, имеющий в сечении Z диаметр $d = 0.2$ см, удален от внешней поверхности оболочки на расстояние $h = 3$ см. Решение задачи осуществлялось лишь для центрального участка оболочечной конструкции шириной $H = 12$ см; $D_x = D_y = 0.02$ см – расстояние между расчетными точками, шаги по координатам. Оболочка – слоистая, состоит из четырех слоев, параметры материалов слоев приведены в табл. 5.9.

На рис. 5.125 представлены начальные этапы разлета ПД до начала ударного взаимодействия с оболочечной конструкцией. Распределения давления и массовой скорости в сечении $Y = 0$ приведены на рис. 5.126. Для конфигурации ПД, изображенной на рис. 5.125, б, уже применен алгоритм сдвига расчетной сетки, о целесообразности применения которого сказано выше.

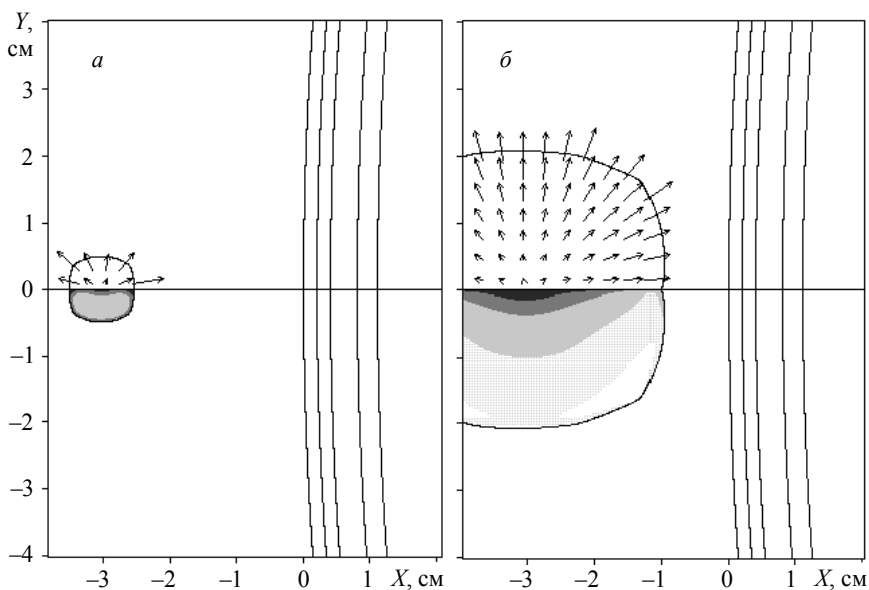


Рис. 5.125. Разлет ПД до сдвига (а) и после сдвига (б) расчетной сетки:

$$a - t = 1 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.26 \text{ ГПа}, V_{\max} = 7.1 \text{ км/с};$$

$$b - t = 3 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.015 \text{ Па}, V_{\max} = 10.4 \text{ км/с}$$

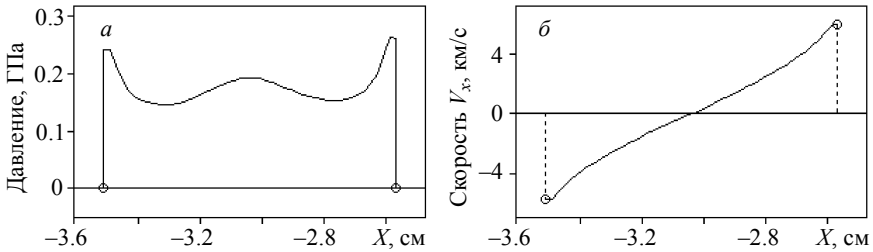


Рис. 5.126. Распределение давления и массовой скорости на оси симметрии $Y = 0$ при $t = 1$ мкс

На рис. 5.127 показаны два начальных этапа разрушения четвертого, внешнего, слоя оболочки. Под рисунком дана краткая расшифровка этих состояний: СДВИГ – материал разрушен по типу сдвига; ОТРЫВ – материал разрушен по типу отрыва и т.д. Точки в области ПД означают, что материал здесь имеет очень низкую плотность. К моменту времени $t = 10$ мкс (см. рис. 5.127, б) в четвертом слое оболочки преобладают разрушения сдвигового характера, причем они начинают формироваться вблизи лицевой границы слоя. Поверхность этой границы имеет неплавный характер из-за больших градиентов массовых скоростей. Здесь происходило торможение газообразных продуктов детонации, разлетающихся с высокой скоростью порядка 10 км/с (см. рис. 5.127, а). При взаимодействии с твердым материалом оболочки они начинают перемещаться в касательном направлении к ее поверхности. После удаления из расчета материала ПД максимальная скорость во всей расчетной области снижается до величины 230 м/с.

Рис. 5.128 характеризует механизм передачи импульса от ПД к четвертому слою оболочки. Здесь показана зависимость осевой составляющей массовой скорости V_x на границе контакта от времени процесса, эта кривая на рисунке помечена символом V_k . Кривая в правой части рисунка – зависимость импульса давления I_x от времени процесса. По поведению кривой V_k видно, что активный этап воздействия ПД на четвертый слой оболочки закончился к моменту времени $t = 5.5$ мкс, скорость лицевой границы этого слоя достигает 150 м/с. Затем эта скорость снижается вплоть до отрицательных значений. Заметное увеличение импульса давления происходит в течение 2 мкс, и он возрастает до величины $I_x = 0.18$ ГПа·мкс.

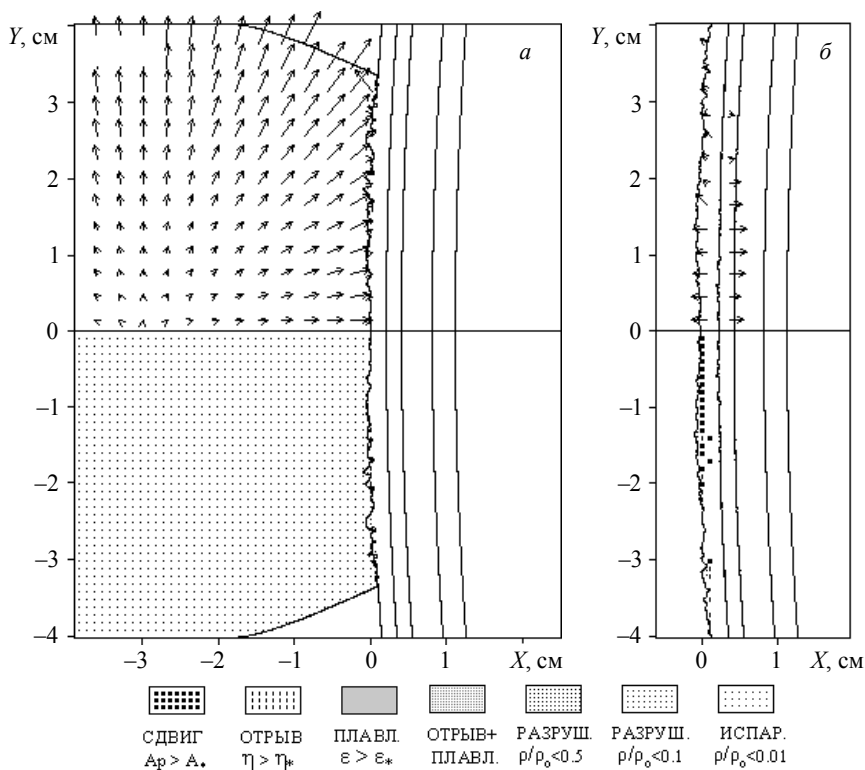


Рис. 5.127. Разрушение четвертого, внешнего слоя оболочки:

$a - t = 5 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.20 \text{ ГПа}, V_{\max} = 13.7 \text{ км/с};$

$b - t = 10 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.49 \text{ Па}, V_{\max} = 0.23 \text{ км/с}$

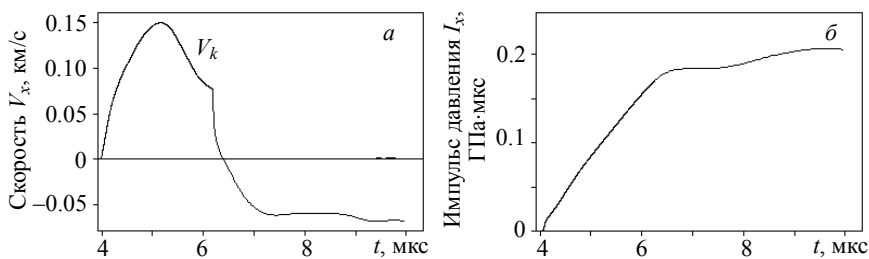


Рис. 5.128. Зависимость скорости V_x и импульса давления I_x на внешней границе оболочки от времени процесса

Дополнительное незначительное возрастание импульса давления происходит уже после удаления ПД из расчета задачи за счет внутренних напряжений в оболочке.

На рис. 5.129 и 5.130 показаны распределения осевой составляющей массовой скорости V_k и импульса давления I_x вдоль лицевой поверхности четвертого слоя оболочки. Символом V_l здесь обозначена осевая составляющая массовой скорости внутренней границы первого слоя. К моменту времени $t = 5$ мкс скорость V_k принимает свое максимальное значение по времени (см. рис. 5.128). По координате Y максимальное значение скорости $V_k = 200$ м/с реализуется на некотором удалении от оси симметрии – на удалении $Y > 1$ см. У бокового края ПД эта скорость снижается до нулевых значений. Импульс давления I_x резко падает при увеличении координаты Y , т.е. к боковому краю расчетной области. Его величина еще не достигла своего максимального значения.

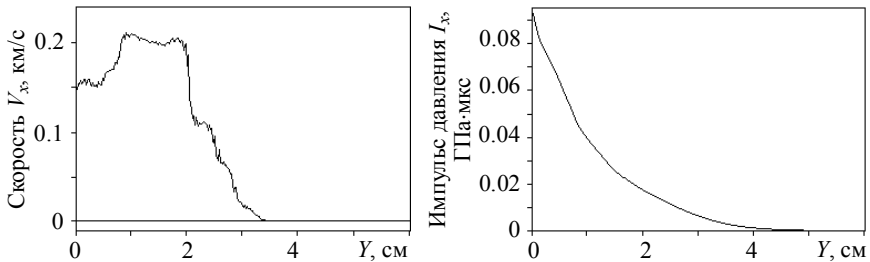


Рис. 5.129. Распределение скорости V_x и импульса давления I_x вдоль поверхности оболочки при $t = 5$ мкс

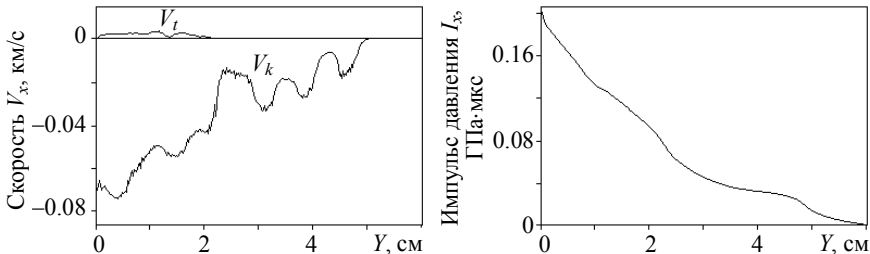


Рис. 5.130. Распределение скорости V_x и импульса давления I_x вдоль поверхности оболочки при $t = 10$ мкс

К моменту времени $t = 10$ мкс поведение кривой V_k качественно меняется. Значение скорости V_k становится отрицательным по всей нагруженной поверхности оболочки. Это свидетельствует об отставании внешнего слоя от передних слоев. Распределение V_k по поверхности оболочки не носит монотонного характера. Импульс давления достиг в лобовой точке нагружения своего максимального значения $I_x = 0.2$ ГПа·мкс, а его распределение по оси Y существенно не изменилось.

На рис. 5.131 представлены этапы окончательного разрушения и фрагментации внешнего слоя оболочки. К моменту времени $t = 20$ мкс фрагментация этого слоя произошла только в центральной зоне его нагружения. В этой же зоне он отделился от передних слоев оболочки. Это видно по направлению стрелок поля массовых скоростей в верхней части рисунка.

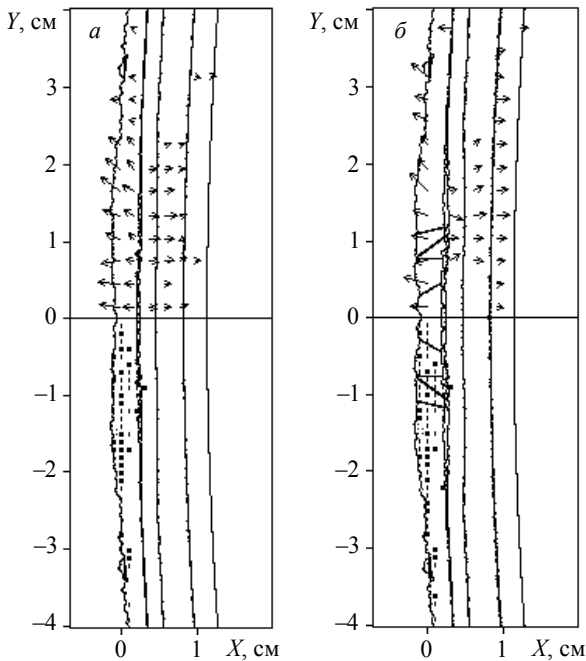


Рис. 5.131. Разрушение четвертого, внешнего, слоя оболочки:

$a - t = 16$ мкс, $P_{\max} = 0.80$ ГПа, $V_{\max} = 350$ м/с;

$b - t = 20$ мкс, $P_{\max} = 0.92$ ГПа, $V_{\max} = 130$ м/с

В данном варианте механоимпульсного нагружения оболочечной конструкции разрушение передних слоев не прогнозируется. Об этом свидетельствуют малые величины скоростей V_t , значения которых не превышают 40 м/с.

Анализ решения задачи, рассмотренной выше, проводился для случая, когда в нагружении оболочки участвовал только один заряд ВВ. Далее рассматривается общий случай задачи, представленной на рис. 5.104, б, когда механическое воздействие на слоистую оболочку осуществляется с помощью семи зарядов ВВ.

Размеры зарядов и их удаление от внешней поверхности оболочки имеют те же самые значения. Расстояние между центрами зарядов $s = 3$ см. Решение задачи осуществлялось для центрального участка оболочечной конструкции шириной $H = 20$ см; $D_x = D_y = 0.02$ см – расстояние между расчетными точками, шаги по координатам.

На рис. 5.132 представлены два характерных этапа разлета ПД – перед взаимодействием различных областей ПД между собой и перед взаимодействием с лицевой поверхностью оболочки. До момента времени $t = 3.5$ мкс (рис. 5.132, б) реализовано два алгоритма – сдвиг расчетной сетки в направлении оси X и объединение различных областей ПД в единую область. В верхней части рисунков изображено поле массовых скоростей, максимальная длина стрелки соответствует максимальной массовой скорости V_{\max} . В нижней полуплоскости рисунка показаны интервалы относительного давления P/P_{\max} .

Разлет ПД, представленный на рис. 5.132, сопровождается ударным взаимодействием соседних областей газообразных продуктов взрыва между собой. Это приводит к локальному повышению давления в зоне их контакта (затемненные области на рис. 5.132, б). Максимальное давление здесь возрастает более чем в 10 раз по отношению к давлению на оси $Y = 0$.

Рис. 5.133 характеризует механизм передачи импульса от ПД к четвертому слою оболочки. Здесь показана зависимость осевой составляющей массовой скорости V_x на границе контакта от времени процесса, эта кривая на рисунке помечена символом V_k . Кривая в правой части рисунка – зависимость импульса давления I_x от времени процесса.

По поведению кривой V_k видно, что активный этап воздействия ПД на четвертый слой оболочки закончился к моменту времени $t = 5$ мкс, скорость лицевой границы этого слоя достигает 200 м/с. Затем эта скорость снижается вплоть до отрицательных значений.

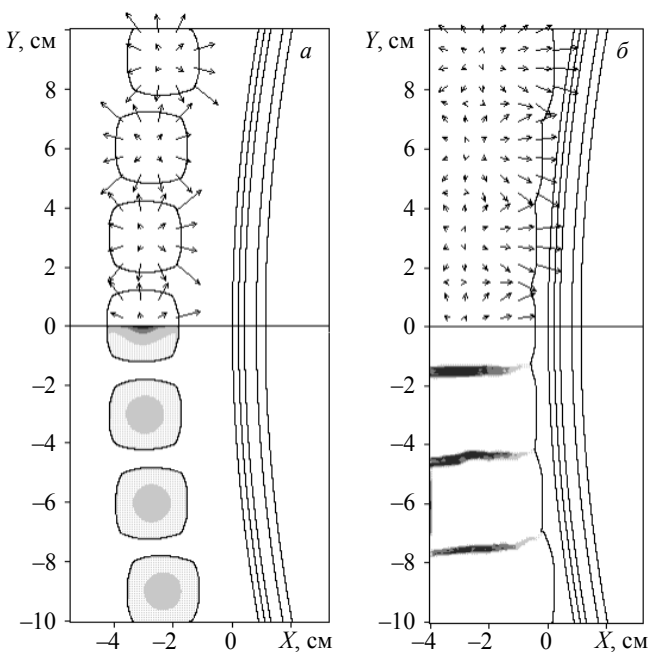


Рис. 5.132. Разлет продуктов детонации:
 а – $t = 2$ мкс, $P_{\max} = 0.062$ ГПа, $V_{\max} = 9.6$ км/с;
 б – $t = 3.5$ мкс, $P_{\max} = 0.20$ Па, $V_{\max} = 12.6$ км/с

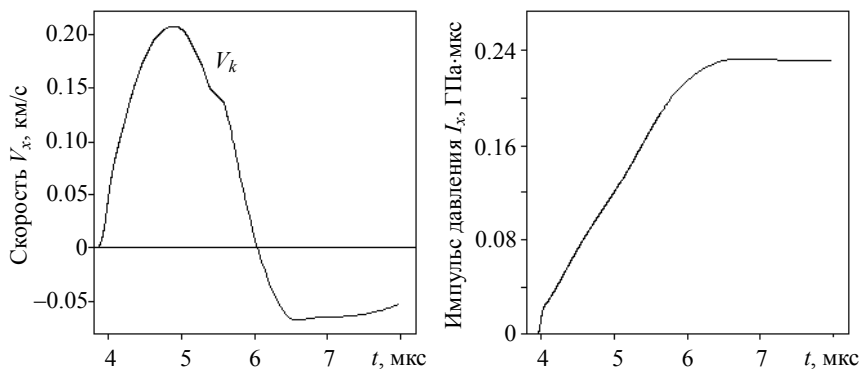


Рис. 5.133. Зависимость скорости V_x и импульса давления I_x на внешней границе оболочки от времени процесса на оси симметрии $Y = 0$

Заметное увеличение импульса давления происходит в течение 2 мкс, и он возрастает до величины $I_x = 0.24$ ГПа·мкс, которая несколько выше, чем в предыдущем варианте расчета, представленном на рис. 5.128. Это связано с боковым сжатием ПД соседними областями. Дополнительное незначительное возрастание импульса давления происходит уже после удаления ПД из расчета задачи, за счет внутренних напряжений в оболочке.

На рис. 5.134 и 5.135 показаны распределения осевой составляющей массовой скорости V_k и импульса давления I_x вдоль лицевой поверхности четвертого слоя оболочки. К моменту времени $t = 5$ мкс скорость V_k принимает свое максимальное значение по времени (см. рис. 5.134). По координате Y максимальное значение скорости $V_k > 250$ м/с реализуется в трех точках, соответствующих зонам взаимодействия соседних областей ПД между собой (см. рис. 5.132, б).

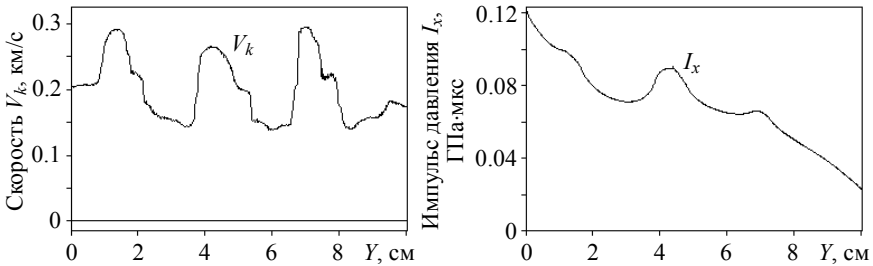


Рис. 5.134. Распределение скорости V_x и импульса давления I_x вдоль поверхности оболочки при $t = 5$ мкс

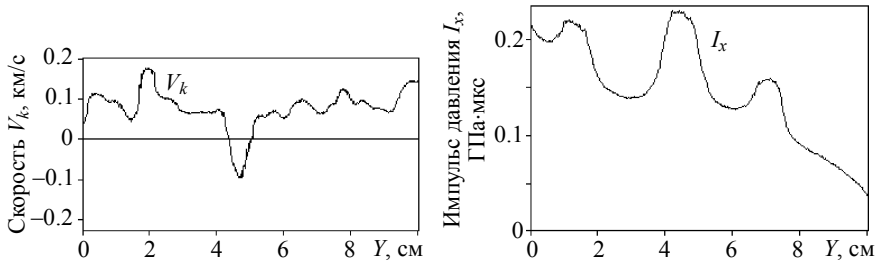


Рис. 5.135. Распределение скорости V_x и импульса давления I_x вдоль поверхности оболочки при $t = 6$ мкс

Импульс давления I_x падает при увеличении координаты Y не так резко, как на рис. 5.129. Его величина еще не достигла своего максимального значения. Немонотонность распределения скорости V_k по оси Y повторяется и на импульсе давления, причем эта немонотонность усиливается со временем. К моменту времени $t = 6$ мкс (см. рис. 5.135), наряду с локальными максимумами, общий максимум реализуется в сечении $Y = 4.5$ см. Скорость V_k в этом сечении принимает отрицательное значение.

На рис. 5.136 представлены этапы окончательного разрушения и фрагментации внешнего слоя оболочки. К моменту времени $t = 20$ мкс фрагментация этого слоя произошла во всей зоне нагружения оболочки. В этой же зоне его фрагменты отделяются от передних слоев.

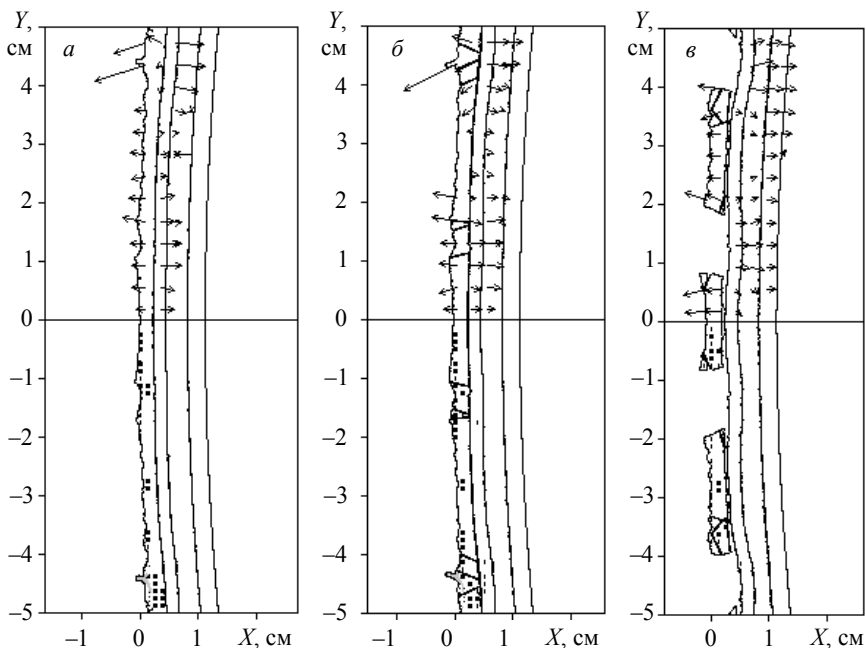


Рис. 5.136. Разрушение четвертого, внешнего, слоя оболочки:

$$a - t = 10 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.72 \text{ ГПа}, V_{\max} = 560 \text{ м/с};$$

$$б - t = 12 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.91 \text{ ГПа}, V_{\max} = 540 \text{ м/с};$$

$$в - t = 20 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.73 \text{ ГПа}, V_{\max} = 360 \text{ м/с}$$

В данном варианте механоимпульсного нагружения разрушение передних слоев вполне возможно на более поздних стадиях ее деформации. К моменту времени $t = 10$ мкс скорость внешнего слоя V_k принимает отрицательные значения и имеет немонотонный характер, а к моменту времени 20 мкс, когда механический импульс прошел все слои оболочки, скорость передней границы внутреннего слоя не превышает 60 м/с.

Литература к главе 5

1. Трушков В.Г., Ягницина Е.А. Компьютерное моделирование процессов пробития слоистых преград, содержащих керамические слои // Известия РАН. – 2005. – Вып. 1. – С. 107–113.
2. Афанасьева С.А., Трушков В.Г. Численное моделирование метеоритного удара по горной породе и воде // Известия РАН. МТТ. – 1997. – № 1. – С. 77–86.
3. Ефремова Л.В., Корнеев А.И., Трушков В.Г. Численное моделирование процесса деформации конической облицовки // Физика горения и взрыва. – 1987. – Т. 23. – № 2. – С. 110–115.
4. Гриднева В.А., Корнеев А.И., Трушков В.Г. Численный расчет напряженного состояния и разрушения плиты конечной толщины при ударе бойками различной формы // Известия АН СССР. МТТ. – 1977. – № 1. – С. 146–157.
5. Динс Дж., Уолли Дж. Теория удара: некоторые общие принципы и метод расчета в эйлеровых координатах // Высокоскоростные ударные явления. – М.: Мир, 1973. – С. 49–111.
6. Уилкинс М. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. – С. 212–263.
7. Майнчен Д., Сак С. Метод расчета «Тензор» // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. – С. 185–211.
8. Carrol M.M., Holt A.C. Static and dynamic pore-collapse relations of ductile porous materials // J. Appl. Phys. – 1972. – V. 43. – No. 4. – P. 1626–1635.
9. Johnson J.N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys. – 1981. – V. 52. – No. 4. – P. 2812–2825.
10. Альтишулер Л.В., Бражник М.И., Телегин Г.С. Прочность и упругость железа и меди при высоких давлениях ударного сжатия // ПМТФ. – 1971. – № 6. – С. 159–166.
11. Жуков А.В. Константы и свойства уравнений состояния с линейной P – ρ – ϵ связью // Механика деформируемого твердого тела. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. – С. 43–46.
12. Жуков А.В. Интерполяционное широкодиапазонное уравнение состояния металлов в переменных: давление, плотность, энергия // Механика деформируемого твердого тела. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. – С. 70–79.

13. Толкачев В.Ф., Трушков В.Г. Математическое моделирование процесса сдвиговых и откольных разрушений при ударном взаимодействии упругопластических тел // Химическая физика. – 1993. – Т. 12, вып. 2. – С. 170–174.
14. Бушман А.В., Канель Г.И., Ни А.Л., Фортон В.Е. Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. – Черногловка: Изд-во АН СССР, 1988. – 200 с.
15. Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П. и др. Физика взрыва. – М.: Наука, 1975. – 704 с.
16. Gust W.H., Royce E.B. Dynamic yield strengths of B_4C , BeO and Al_2O_3 ceramics // J. Appl. Phys. – 1971. – V. 42. – No. 1. – P. 276–295.
17. Трушков В.Г. Компьютерное моделирование процессов формирования кумулятивных элементов и их взаимодействия с разнесенными преградами // Труды Междунар. семинара «Гидродинамика высоких плотностей энергии». – Новосибирск, 2003. – С. 597–610.
18. Трушков В.Г. Программный комплекс «Численное моделирование процессов высокоскоростного взаимодействия деформируемых тел» (ПК IMPACT) / Российское агентство по патентам и товарным знакам: Свидетельство об официальной регистрации программ для ЭВМ № 2003611166. – М., 2003.
19. Дробкова М.С., Трушков В.Г. Оценка эффективности многослойной экранной защиты в зависимости от скорости компактных ударников // Материалы Пятой Всерос. конф. «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», г. Томск, 3–5 октября 2006 г. – Томск, 2006. – С. 259–260.
20. Трушков В.Г. Численное моделирование процессов ударного взаимодействия компактных элементов с экранированными преградами // Известия РАН. – 2005. – Вып. 1 (42). – С. 100–107.
21. Трушков В.Г. Компьютерное моделирование процессов формирования кумулятивных элементов и их взаимодействия с разнесенными преградами // Труды Междунар. семинара «Гидродинамика высоких плотностей энергии». – Новосибирск, 2003. – С. 597–610.
22. Титов В.М. Возможные режимы гидродинамической кумуляции при схлопывании облицовки // ДАН СССР. – 1979. – Т. 247. – № 5. – С. 1082–1084.
23. Титов В.М., Фадеев Ю.М., Швецов Г.А. Удар с высокой скоростью по горным породам // ДАН СССР. – 1970. – Т. 191. – № 2. – С. 298–300.
24. Трушков В.Г., Ягницина Е.А. Разрушение опасных космических объектов путем tandemного ударного воздействия // Материалы Пятой Всерос. конф. «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», г. Томск, 3–5 октября 2006 г. – Томск, 2006. – С. 316–317.
25. Бушман А.В., Воробьев О.Ю., Ломоносов И.В. и др. Численное моделирование взаимодействия импульса рентгеновского излучения на конденсированную среду. – Черногловка: Изд-во ИХФ АН СССР, 1990. – 50 с.

Глава 6

ДИНАМИКА ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ И КОНСТРУКЦИЙ ПРИ УДАРЕ

Наиболее эффективный и информативный способ моделирования высокоскоростного соударения твердых тел базируется на решении основной системы уравнений механики деформируемого твердого тела (МДТТ). Как правило, для задач удара такая система уравнений с определяющими соотношениями, граничными и начальными условиями аналитического решения не имеет. Для ее решения используют численные методы. Современные методы конечных разностей обладают большой гибкостью и позволяют моделировать движение среды с разрывами, с контактными и свободными поверхностями. По существу они также являются приближенными (решаются системы конечно-разностных уравнений, а не сами дифференциальные уравнения). При помощи численных методов можно проследить по времени весь процесс динамического деформирования твердых тел. В ходе численного эксперимента можно определить место и время образования очагов разрушений, их характер и эволюцию. Важным достоинством данного подхода является возможность получения полной информации о текущем значении выбранного параметра в каждой точке исследуемого тела, что, в свою очередь, позволяет выяснить механизмы и основные закономерности процесса. Результаты численного моделирования можно использовать для оценки существующих и разработки новых инженерных методов расчета.

На достижение успеха при математическом моделировании также влияет рациональный выбор метода численного решения, который зависит от конкретного класса решаемой задачи. Традиционно для описания движения сплошной среды используют эйлеров и лагранжевы подходы. Оба подхода эквивалентны между собой, однако схемы, разрабо-

танные на их основе, обладают некоторыми отличиями, причем каждая из таких схем имеет как свои достоинства, так и недостатки.

В численных схемах, основанных на эйлеровом представлении о движении точек сплошной среды, система координат не связана со средой, а фиксирована в пространстве, т.е. материал перемещается относительно узлов сетки. Поэтому здесь возникают трудности при расчете контактных и свободных поверхностей. Кроме того, сами методы сложны в реализации и использовании. Выделение подвижных областей с различными свойствами материала приводит к появлению нерегулярных граничных ячеек, конфигурации которых меняются во времени. При подключении к подвижным областям новых расчетных узлов там появляются флуктуации параметров течения. В этом случае точность решения значительно теряется. Эйлеровы методы удовлетворительно описывают течения с большими деформациями, причем шаг по времени остается постоянным в течение всего времени счета. Наиболее часто при решении задач удара применялись методы Лакса – Вендроффа и Мак-Кормака [1–7]. В обоих методах используется дивергентная форма записи основной системы уравнений, которая аппроксимируется разностной схемой второго порядка точности типа «предиктор-корректор». В методе Лакса – Вендроффа центральная, а в методе Мак-Кормака – нецентральная разностные схемы.

В лагранжевых численных схемах [8–12] расчетная сетка пространственных координат «вморожена» в материал среды и деформируется далее со средой в течение всего времени счета. Это позволяет с высокой точностью вести расчет в граничных точках, т.е. сравнительно легко отслеживать контактные и свободные поверхности. Лагранжевы методы относительно просты в реализации и использовании. Однако в задачах с большими деформациями возникает проблема искажения расчетной сетки, что приводит к чрезмерному уменьшению шага по времени, а поэтому к невозможности дальнейшего продолжения счета. Этот факт является существенным недостатком данных методов. Для его преодоления используют специальные приемы, которые вносят дополнительную погрешность в расчеты. Наиболее известные лагранжевы методы, хорошо зарекомендовавшие себя при решении задач ударного и взрывного нагружения твердых тел – это методы Неймана – Рихтмайера [13], М.Л. Уилкинса [8] и Г.Р. Джонсона [9].

Рассмотренные выше подходы и численные методы обычно учитывают разрушение материала путем введения скалярного параметра по-

врежденности. Разрушенная среда моделируется некоторой однородной сплошной средой с корректировкой компонент тензора напряжений и прочностных характеристик. Понятно, что такое приближение является довольно грубым и требует аккуратной привязки корректирующих констант и зависимостей для каждого решаемого класса задач и заданного диапазона начальных условий.

В последнее время для описания разрушения получил развитие подход, основанный на выделении поверхностей разрыва сплошности материалов, который так или иначе связан с модификацией первоначальной расчетной сетки, т.е. с формированием новой свободной поверхности. В этом направлении можно отметить несколько способов. В одних способах происходит локальная перестройка сетки в области разрушения [14], в других – расщепление узлов происходит в предположении заранее известной свободной поверхности (т.е. введение линии сдвоенных узлов) [15, 16], в-третьих, расщепление узлов совершается с автоматической перестройкой свободной поверхности с введением дополнительных узлов [17].

Первый способ выделения поверхностей разрыва сплошности материалов при численном решении задач разрушения описан в работе [14] и назван авторами «алгоритмом явного выделения берегов макроскопического нарушения сплошности материала». Этот способ основан на локальной перестройке разностной сетки в области возникновения разрыва. Если в ячейке выполняется условие разрушения, то на ее месте строятся два берега разрыва, а ячейка выбрасывается из счета. Масса ячейки, ее импульс и другие характеристики распределяются по соседним ячейкам. На берегах разрыва реализуются, в зависимости от ситуации, условия либо свободной, либо контактной поверхности. К недостаткам метода авторы отнесли ограничения для построения сильно ветвящихся разрывов, а также то, что при моделировании множественных разрушений параллельные разрывы можно построить только в слоях, разделенных хотя бы двумя слоями ячеек, поэтому для достижения необходимой точности требуется применять измельченную расчетную сетку. К этому следует добавить, что поскольку данный метод основан на перестройке разностной сетки, то происходит передача материала из перестраиваемой ячейки в соседние. В результате этого, если соседние ячейки содержат различные материалы, некоторые из перестроенных ячеек могут содержать конгломерат нескольких материалов. Подобрать адекватные параметры материала и уравнение состояния для такого

конгломерата не просто, а зачастую невозможно, и, следовательно, невозможно решение определенного класса задач, например задачи с армированными или градиентными материалами.

В методе, предложенном в [15, 16] и названном авторами «методом раздвоения точек сетки», заранее определяются в узле две совокупности координат и скоростей, которые при определенных условиях раздваиваются. Очевидный недостаток такого подхода в необходимости дублировать данные для раздвоения, а в случае «разчетверения» – хранить четыре совокупности. Кроме того, метод разрабатывался для регулярного четырехугольного разбиения, а при нерегулярной и тем более при треугольной сетке придется дополнительно хранить большое количество не только координат и скоростей, но и значения масс узлов.

Третий способ выделения поверхности разрыва сплошности, базирующийся на схеме расщепления расчетных узлов, представлен в методе, описанном в работе [17]. Этот метод не предполагает расщепление узла заведомо, следовательно, хранить какую-либо дополнительную информацию, как в методе, приведенном в [15], нет нужды. Также в этом методе образование новой свободной поверхности не сопровождается «перетеканием» вещества из одной ячейки в другую, как в [14], поэтому и параметры, и уравнение состояния содержимого ячейки не изменяются на протяжении всего процесса. Однако проблема с расщеплением узла в рассматриваемом методе возникает при расчете критерия разрушения в узле при разнородных материалах в ячейках, ассоциированных с узлом. Различные материалы в ассоциированных ячейках предполагают различные критерии разрушения, а для того, чтобы воспользоваться методом [17], необходимо усреднение критерия разрушения, что для разнородных материалов приводит в итоге к неточности.

Вышерассмотренные методы применялись для решения модельных задач с простой компоновкой и геометрией взаимодействующих тел и, естественно, они мало пригодны для моделирования перспективных ударостойких защит, которые, как правило, являются структурно-неоднородными, а именно: наполненными высокопрочной керамикой, армированные вольфрамом или ураном и т.д. [18]. В связи с этим в настоящее время существует потребность в создании численного метода, позволяющего моделировать высокоскоростное деформирование и фрагментарное разрушение материала, или, другими словами, в методе расчета должна быть заложена возможность выделения поверхностей разрыва сплошности материала, а также возможность отслеживать кон-

тактные и свободные поверхности, как имеющиеся в начальный момент времени, так и образующиеся в процессе деформирования и разрушения. Выполнение этих условий имеет важное значение при решении многоконтактных задач удара [19, 23, 28, 29].

6.1. Математическая модель высокоскоростного деформирования и разрушения твердых тел

Основное достоинство рассматриваемого в данной работе подхода заключается в том, что он позволяет проследить по времени процесс деформирования и разрушения материала, а также иметь полную информацию о напряженно-деформированном и термодинамическом состоянии элементов конструкции в любой момент времени. Следует отметить, что этот подход, изложенный в данной работе, в отличие от большинства существующих, позволяет решать многоконтактные задачи удара с учетом фрагментации материала. Для задач соударения представляется возможным получить во времени всю картину внедрения, пробития и образования осколков с учетом ударно-волнового характера деформирования и разрушения как материала ударника, так и преграды.

6.1.1. Уравнения сжимаемого уругопластического тела

Следуя наиболее общему и оправданному подходу к математическому моделированию процессов ударного взаимодействия твердых тел, считаем, что рассматриваемая среда сжимаема, изотропна, отсутствуют массовые силы, внутренние источники тепла и теплопроводность. В этом случае система уравнений для описания деформаций такой среды включает уравнения неразрывности, движения, энергии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_i (\rho v_i) &= 0; \\ \rho \dot{v}_i - \nabla_j \sigma_{ij} &= 0; \\ \rho \dot{\varepsilon} - \sigma_{ij} e_{ij} &= 0; \end{aligned} \tag{6.1}$$

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(\varepsilon_{ij}, \varepsilon, t); \quad \nabla_i = \frac{\partial}{\partial x_i}, \quad i, j = 1, 2, 3,$$

где ρ – плотность вещества; v_i – компоненты вектора скорости; σ_{ij} , ε_{ij} , e_{ij} – компоненты тензоров напряжений, деформаций и скоростей деформаций; ε – удельная внутренняя энергия.

Система уравнений (6.1) выполняется для всех адиабатных процессов, кроме того, она не содержит никаких предположений о частных свойствах вещества. Система не замкнута. Для замыкания ее необходимо задать дополнительные соотношения между параметрами, учитывающими конкретные физические свойства исследуемой среды. Такими соотношениями являются определяющие уравнения.

В общем случае при ударном нагружении твердого тела происходит как изменение объема (плотности), так и изменение формы, причем по разным зависимостям. Поэтому при рассмотрении деформации элемента среды целесообразно выделить компоненты напряжений, вызванные изменением его объема и формы. В связи с этим тензор напряжения разбивается на девиаторную и шаровую составляющие:

$$\sigma_{ij} = S_{ij} - P\delta_{ij}, \quad (6.1a)$$

где δ_{ij} – символ Кронекера, P – гидростатическое давление.

Определяющие уравнения задаются в форме Прандтля – Рейса при условии текучести Мизеса:

$$\begin{aligned} 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} e_{kk} \delta_{ij} \right) &= \frac{DS_{ij}}{Dt} + \lambda S_{ij}; \\ \frac{DS_{ij}}{Dt} &= \frac{dS_{ij}}{dt} - S_{ik} w_{jk} - S_{jk} w_{ik}; \\ 2e_{ij} &= \nabla_j v_i + \nabla_i v_j; \quad 2w_{ij} = \nabla_j v_i - \nabla_i v_j; \\ 3S_{ij} S_{ij} &= 2\sigma_T^2, \end{aligned} \quad (6.2)$$

где μ – модуль сдвига; σ_T – предел текучести материала; D/Dt – производная Яумана. Производная Яумана учитывает поворот элемента среды во время его перемещения. В упругой области множитель $\lambda \equiv 0$. В численных расчетах обычно применяется процедура приведения напряжений к кругу текучести [8], поэтому конкретный вид параметра λ здесь не приводится.

6.1.2. Уравнения состояния для пористого твердого тела

Известно, что в материалах, подвергшихся большому пластическим деформациям, перед разрушением появляются поры приближенно сферической формы, в результате роста и сжатия которых образуются магистральные трещины. В работе [20] развивается подход, согласно ко-

тому определяющие соотношения дополняются уравнениями, характеризующими усредненное поведение микроповреждений в виде микропор сферической формы, способных при определенных условиях развиваться в микротрещины.

Данный подход используется нами ввиду того, что он является наиболее рациональным и отражает физическую суть явления. В этом случае неоднородную пористую среду будем рассматривать как двухкомпонентный композиционный материал, состоящий из твердой фазы – матрицы и включений – пор. Кроме этого, будем считать, что поры в материале матрицы распределены равномерно по всем направлениям.

Удельный объем пористой среды V представим в виде суммы удельного объема пор V_p и удельного объема матрицы V_s : $V = V_p + V_s$. Пористость материала можно охарактеризовать объемной долей пор ξ либо параметром α , равным отношению удельного объема пористого материала к удельному объему матричного материала. Параметры α и ξ связаны следующими соотношениями:

$$\alpha = \frac{V}{V_s} = \frac{V_p + V_s}{V_s}; \quad \xi = \frac{V_p}{V}; \quad \alpha = \frac{1}{1 - \xi}; \quad \xi = 1 - \frac{1}{\alpha}.$$

Кинетическое уравнение при $\Delta P > 0$, полученное из приближенного решения задачи о деформации сферической полости под действием приложенного давления, выбрано в виде

$$\dot{\alpha} = -\frac{(\alpha_0 - 1)^{\frac{2}{3}}}{\eta} \alpha (\alpha - 1)^{\frac{1}{3}} \Delta P \operatorname{sign}(P); \quad (6.3)$$

$$\Delta P = |P| - \frac{a_s}{\alpha} \ln \frac{\alpha}{\alpha - 1},$$

где α_0 , a_s , η – константы материала.

Прочностные характеристики пористого материала через α и ξ определяются следующим образом [21]:

$$\sigma_T = \frac{\sigma_{Ts}}{\alpha}; \quad \mu = \mu_s (1 - \xi) \left(1 - \frac{6K_s + 12\mu_s}{9K_s + 8\mu_s} \xi \right), \quad (6.4)$$

где K_s – объемный модуль сжатия матрицы, μ_s – модуль сдвига матрицы.

Давление в пористой среде вычисляется по уравнению состояния для матрицы

$$P = P_s(\alpha\rho, \varepsilon)/\alpha; \quad P_s = P_s(\rho_s, \varepsilon).$$

При решении задач удара широко используются уравнения состояния Осборна, Уолша, Ми – Грюнайзена, Тэта, Жаркова – Калинина [22, 23]. Эти уравнения имеют вид $P = P(\rho, \varepsilon)$ и с приемлемой точностью описывают поведение материалов в широком диапазоне внутренних значений параметров, охватывающих различные агрегатные состояния вещества.

Следует отметить, что вид уравнения состояния в существенной степени определяется характером межатомного взаимодействия. В общем случае для конструкционных материалов вид уравнения состояния ничем не ограничен, поэтому целесообразно выбрать его наиболее простым, позволяющим экономить машинное время при решении задач механики деформируемого твердого тела.

В данной работе использовалось уравнение состояния в форме Уолша. Помимо вышеперечисленных качеств это уравнение удобно тем, что оно содержит константы, которые для большинства конструкционных материалов приведены в доступных источниках [22, 24–26]. В случае отсутствия их можно определить по ударной адиабате. Уравнение состояния для пористого твердого тела имеет следующий вид:

$$P_s = P_A(1 - \gamma x/2) + \gamma\rho_{0s}\varepsilon; \quad (6.5)$$

$$P_A = \sum_{i=1}^3 k_i(x-1)^i; \quad x = \rho_s/\rho_{0s}; \quad \gamma = \gamma_0(1-x),$$

где k_i – константы уравнения, γ – коэффициент Грюнайзена.

6.1.3. Критерии разрушения

Известно [18, 19, 27], что разрушение как хрупких, так и пластичных материалов при действии ударного нагружения может происходить по отрывному или сдвиговому механизму. Нередко в частном случае может доминировать один тип разрушения (например, при отколе). В целом при решении прикладных задач необходимо учитывать оба типа разрушений. Механизм разрушения зависит от многих факторов: прочностных свойств материала, скорости удара, формы ударника и относительных размеров ударника и мишени и т.д. Модель поведения среды,

используемая в работе, предусматривает реализацию обоих механизмов разрушения.

Принято, что отрывные разрушения происходят при достижении главным растягивающим напряжением значения откольной прочности:

$$\sigma_1 > \sigma_k \quad (6.6a)$$

либо при достижении пористостью предельного значения:

$$\xi \geq \xi^* \quad (6.6b)$$

Для прогнозирования сдвиговых разрушений используется критерий, где мерой повреждения материала является удельная работа сдвиговых пластических деформаций A_p .

При выполнении условия

$$A_p \geq A_p^*; \quad A_p = \int_0^{t_*} dA_p = \int_0^{t_*} \frac{\sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^p}{\rho} \quad (6.7)$$

материал считается разрушенным по типу сдвига (A_p^* – критическое значение работы).

Для большинства рассматриваемых в главе материалов

$$\sigma_k = 0.02 \dots 5.0 \text{ ГПа}; \quad \xi^* = 0.30 \dots 0.33; \quad A_p^* = 25 \dots 200 \text{ кДж/кг.}$$

Будем считать, что при выполнении одного из вышеперечисленных условий в какой-либо точке среды в ее ближайшей окрестности образуется проходящая через данную точку контактная поверхность, которая в процессе деформирования может стать свободной поверхностью. Таким образом, при моделировании допускается появление новых свободных поверхностей, в том числе разделяющих рассматриваемое тело на отдельные фрагменты. Для отрывного разрушения ориентация трещин определяется согласно гипотезе о перпендикулярности ее плоскости максимальному главному растягивающему напряжению. Для сдвигового разрушения ориентация трещины определяется плоскостью действия максимальных касательных напряжений [28, 29].

6.1.4. Начальные и граничные условия

Начальные условия в задачах ударного взаимодействия твердых тел предполагают равенство нулю компонентов напряжений, давления и

внутренней энергии:

$$\sigma_{ij}(\mathbf{x}, 0) = P(\mathbf{x}, 0) = \varepsilon(\mathbf{x}, 0) = 0, \quad (6.8)$$

плотность ρ и скорость V_0 заданы:

$$v(\mathbf{x}, 0) = V_0, \quad \rho(\mathbf{x}, 0) = \rho_0, \quad \mathbf{x} = \mathbf{x}(x, y, z). \quad (6.9)$$

Граничные условия на свободных поверхностях задают равенство нулю вектора напряжений $\boldsymbol{\sigma}_n$ на площадке с нормалью \mathbf{n}

$$\sigma_{nn} = \sigma_{n\tau} = 0, \quad (6.10)$$

где σ_{nn} , $\sigma_{n\tau}$ – проекции $\boldsymbol{\sigma}_n$ на нормальное и касательное направления к поверхности в рассматриваемой точке.

Граничные условия на контактных поверхностях допускают их скольжение без трения:

$$\sigma_{nn}^+ = \sigma_{nn}^-; \quad \sigma_{n\tau}^+ = \sigma_{n\tau}^- = 0; \quad v_n^+ = v_n^-, \quad (6.11)$$

где v_n – проекции вектора скорости $v(\bar{x}, t)$ на нормальное направление к поверхности в рассматриваемой точке.

Знаки «+» и «-» относятся к значениям параметров по разные стороны от контактной поверхности.

6.1.5. Метод решения системы уравнений

Замкнутая система уравнений, описывающая нестационарное движение сжимаемой упругопластической среды при вышезаписанных начальных и граничных условиях (6.8) – (6.11) аналитически неразрешима. Для ее решения в работе используется численный метод Джонсона [9, 30, 31], в котором сочетаются идеи методов конечных элементов и конечных разностей.

Дифференциальные операторы в основной системе уравнений при необходимости заменяются разностными аналогами на всей расчетной области, представляющей собой дискретную модель тела, состоящую из конечного числа связанных соответствующим образом в угловых точках треугольных элементов, испытывающих деформации и перемещения в продольных и поперечных направлениях. Масса каждого элемента равномерно распределена между тремя узлами, а масса, сосредоточенная в i -м узле, равна одной трети массы всех элементов, содержащих этот узел.

Компоненты скорости элементов выражаются через узловые величины в рамках линейной аппроксимации:

$$\begin{aligned} u &= \alpha_1 + \alpha_2 r + \alpha_3 z; \\ v &= \alpha_4 + \alpha_5 r + \alpha_6 z, \end{aligned} \quad (6.12)$$

α_K – константы, зависящие от геометрии элементов и скорости узлов.

Подставляя в (6.12) скорости и координаты узлов элемента с вершинами i, j, m , можно определить α_K . В результате решения трех уравнений с тремя неизвестными получим для одной компоненты скорости

$$u = \frac{1}{2A_1} [(a_i + b_i r + c_i z)u_i + (a_j + b_j r + c_j z)u_j + (a_m + b_m r + c_m z)u_m], \quad (6.13)$$

где $\alpha = r_j z_m - r_m z_j$, $b_i = z_j - z_m$, $c_j = r_m - r_j$; A_1 – площадь элемента.

Для другой компоненты скорости, v , получается аналогичное выражение.

Сосредоточенные узловые силы, статически эквивалентные распределенным напряжениям в элементах, определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} F_r^i &= -\frac{\pi \bar{r}}{3} [(z_j - z_m)\sigma_{rr} + (r_m - r_j)\sigma_{rz}] - 2\pi A \sigma_{\theta\theta}; \\ F_z^i &= -\pi \bar{r} [(r_m - r_j)\sigma_{zz} + (z_j - z_m)\sigma_{rz}]; \\ F_\theta^i &= -\pi \bar{r} \left[\frac{\bar{r}}{r_i} (z_j - z_m)\sigma_{r\theta} + (r_m + r_j)\sigma_{z\theta} \right], \end{aligned} \quad (6.14)$$

где \bar{r} – среднее значение трех радиусов.

Уравнения движения для типичных элементов выводятся, исходя из принципа возможных скоростей, и интегрируются непосредственно, а не с помощью обычного приближения матрицы жесткости. В конечном счете ускорения i -го узла вычисляются из уравнения движения вида

$$M^i \ddot{u}^i = F_r^i; \quad M^i \ddot{v}^i = F_z^i, \quad (6.15)$$

где F_r^i , F_z^i – результирующие компоненты векторов сил в i -м узле, действующих со стороны сил в i -м узле со стороны всех элементов, содержащих этот узел; M^i – масса, сосредоточенная в i -м узле.

Уравнения движения интегрируются в предположении, что ускорение постоянно на каждом временном шаге. Новое значение скорости на $(n + 1)$ временном шаге будет

$$u_i^{n+1} = u_i^n + \dot{u}_i^{n+\frac{1}{2}} \Delta t. \tag{6.16}$$

Затем по новым значениям скоростей вычисляются координаты узла.

Компоненты девиатора тензора напряжений:

$$S_{rr}^{n+1} = S_{rr}^n + 2\mu \left[e_{rr}^{n+1/2} - \frac{1}{3} \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^{n+1/2} \right] \Delta t^{n+1/2} + \delta_{rr}^{n+1}.$$

Аналогичным образом рассчитываются S_{zz}^{n+1} , $S_{\theta\theta}^{n+1}$, S_{rz}^{n+1} .

Для сглаживания разрывов и демпфирования колебаний параметров течения используются искусственные скалярная и тензорная вязкости:

$$\begin{aligned} q &= a_1 \rho c_s h |e_v| + a_2 \rho h^2 (e_v)^2 && \text{при } e_v < 0; \\ q &= 0 && \text{при } e_v \geq 0 \quad \text{при } e_v = e_{kk}, \end{aligned} \tag{6.17}$$

где h – минимальная высота; c_s – скорость звука; a_1 , a_2 – константы;

$$q_{ij} = \begin{cases} 2\mu \left[e_{ij} - \frac{\dot{V}}{3V} \right] & \text{при } \sigma_i > \sigma_T; \\ 2\mu & \text{при } \sigma_i \leq \sigma_T, \end{cases} \tag{6.18}$$

где σ_i – интенсивность напряжений.

Полные напряжения с учетом (6.15) – (6.17):

$$\sigma_{rr}^{n+1} = S_{rr}^{n+1} + q_{rr}^{n+\frac{1}{2}} - \left(P^{n+1} + q^{n+\frac{1}{2}} \right).$$

Временной шаг интегрирования выбирается из условия устойчивости численного решения

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{h}{3 \left(g + \sqrt{g^2 + c_s^2} \right)}, \\ g^2 &= \frac{a_2 q}{\rho}. \end{aligned}$$

При нарушении условия текучести Мизеса (6.2), каждая компонента S_{ij} умножается на корректирующий множитель $\sqrt{2\sigma_T/3}/\sqrt{2J^{n+1}}$, где J^{n+1} – второй инвариант нескорректированных компонент тензора напряжений.

В вышеизложенном методе различают локальные и глобальные узлы. О локальных узлах говорят, когда рассматривают отдельный элемент. Например, масса элемента сосредоточена в его отдельных узлах и при треугольном разбиении масса локального узла равна 1/3 массы элемента. Глобальный узел располагается на пересечении многих сеточных линий, а значит, находится в вершинах многих элементов, о которых можно сказать, что они ассоциированы с этим узлом. Тогда масса глобального узла будет равна сумме масс локальных узлов. Аналогично через ассоциированные с узлом элементы вычисляются все параметры узла, определенные на элементах.

Поэтому определить узел – значит не только локализовать его в пространстве, но и указать ассоциированное с узлом множество элементов, а расщепить узел – значит указать отношение, которое разделит первоначальное множество на фактор-множества – новые узлы. Кроме отношения надо определить критерий расщепления узлов.

Для более правильного и детального описания процессов пробития и проникания в методе численного решения должна быть заложена возможность выделения поверхностей разрыва сплошности материала. Существующие в настоящее время способы выделения таких поверхностей предполагают введение заранее линии сдвоенных узлов [15] либо используют локальную перестройку сетки [14], либо алгоритм расщепления узлов с автоматической перестройкой свободной поверхности [17]. Данные способы мало пригодны для моделирования разрушения современных ударников и преград при наличии разноплотных материалов и появлении ветвящихся разрывов.

В данной работе предложен и апробирован следующий подход. В каждом расчетном элементе вычисляются главные растягивающие напряжения. При выполнении условия разрушения (6.6a) вычисляется главная площадка, которая переносится параллельно из центра рассматриваемой ячейки в ближайший к ней узел. Затем данный узел расщепляется в направлении плоскости этой площадки. Если вычисленная площадка не совпадает со сторонами ассоциированных элементов, то

направление расщепления выбирается по сторонам, соединяющим ближайшие к площадке узлы сетки. При выполнении критерия разрушения (6.6б) рассматриваемый узел расщепляется по прямой, лежащей в плоскости действия максимальных касательных напряжений.

Такой подход не предполагает расщепление узла заведомо, следовательно, хранить какую-либо дополнительную информацию, как в работе [15], нет необходимости. Также в этом подходе образование новой свободной поверхности не сопровождается «перетеканием» вещества из одной ячейки в другую, как в [14], поэтому и параметры, и уравнение состояния содержимого ячейки не изменяются на протяжении всего процесса. Кроме того, при этом не требуется для случая различных материалов в ассоциированных с узлами ячеек проводить, как в [17], усреднение критерия разрушения, приводящее к снижению точности расчетов.

Схема расщепления расчетного узла, основанная на критерии главного растягивающего напряжения, применительно для разбивки типа «конверт» изображена на рис. 6.1. При выполнении критерия (6.6а) определяется плоскость микротрещины как площадка с максимальным нормальным напряжением. В окрестности узла находятся расчетные ячейки Y_1 и Y_2 , через которые проходит плоскость трещины и в них определяются грани U_0U_1 и U_0U_2 , составляющие наименьший угол с плоскостью трещины. Создается новый узел U_0^* , координаты и скорость которого совпадают с параметрами узла U_0 и производится расщепление расчетной сетки по линии $U_1U_0U_2$, (рис. 6.1).

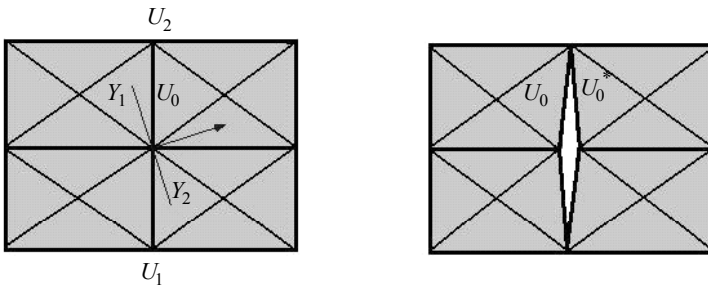


Рис. 6.1. Схема расщепления расчетного узла, основанная на критерии главного растягивающего напряжения

Расщепление расчетного узла, основанное на критерии (6.7), происходит аналогичным образом, только в этом случае узел расщепляется вдоль площадки с максимальным касательным напряжением. В результате этих действий появляются новые узлы, координаты и скорости которых прежние, а масса и другие параметры, вычисляемые через элементы, перевычисляются. Расщепляясь, узлы образуют сначала локальные трещины, которые располагаются произвольно относительно друг друга и скрещиваются под разными углами. Затем в процессе деформирования происходит их слияние и образование магистральных трещин.

Механизм разрушения расчетных элементов вводится на свободных и контактных поверхностях подобно эрозионному процессу. Критерием эрозии выбрана эквивалентная пластическая деформация ε_{eqp} . Если в одном из элементов выполняется критерий, то он удаляется из счета, а свободная и контактная поверхности автоматически перестраиваются. При этом масса удаленного элемента сохраняется в ассоциированных с ним узлах, импульс которых консервативен. Свободные узлы, т.е. узлы, не имеющие ассоциированных элементов, также консервативны по массе и импульсу и подобно другим граничным узлам участвуют в вычислениях.

Следует отметить, что описанная выше расчетная часть модели разрушения не привязана жестко к какому-либо критерию. Основным требованием в выборе критерия являются класс рассматриваемых задач, а также безусловное соответствие физике процесса и математической постановке задачи [32].

6.1.6. Алгоритм расчета и описание программного комплекса

Полностью весь процесс вычислений можно представить в виде следующей последовательности:

1. Задание геометрии тел, начальных и граничных условий.
2. Определение параметров узлов (координаты, скорости) и элементов (площадь, напряжения, энергия).
3. Вычисление шага интегрирования по условию Куранта.
4. Вычисление скоростей деформаций.
5. Обработка контактных поверхностей (скольжение, слипание).
6. Вычисление новых параметров элементов: площадь, плотность, напряжение, энергия.
7. Вычисление сосредоточенных сил в узлах элементов.

8. Вычисление новых значений скоростей узлов и координат.
9. Удовлетворение граничных условий.
10. Проверка выполнения критериев разрушения. В случае выполнения – введение дополнительных узлов и удаление элементов.
11. Корректировка граничных условий для новой конфигурации рассчитываемых областей.
12. Проверка выполнения условия сохранения замкнутой системой ее полной энергии и массы.
13. Проверка критерия окончания счета, который может задаваться как время процесса, время счета, глубина внедрения ударника, его скорость и т.д.

Вышеописанный порядок вычислений реализован в программном комплексе, состоящем из следующих программ:

1. Ввод и обработка данных.
2. Счет параметров процесса.
3. Пересчет расчетных областей, контактных и свободных поверхностей.
4. Визуализация и мониторинг моделируемого процесса.
5. Графическая и табличная обработка результатов.

Программа ввода и обработки данных предназначена для подготовки и описания в интерактивном режиме геометрии тел, физико-механических характеристик расчетных областей, контактных и свободных поверхностей. При подготовке начальных данных в интерактивном режиме можно осуществлять разбивку расчетной области с использованием автоматической триангуляции. В этом случае задается граница области, внутри которой происходит ее разбиение на треугольные элементы, имеющие форму равностороннего треугольника и конверта.

Программа счета предназначена для расчета подготовленных данных в консольном режиме. Вычисляются все параметры ($\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}, \dots$), необходимые для полного описания напряженно-деформированного состояния элементов тела в любой момент времени. Проводится проверка выполнения всех предусмотренных критериев.

Программа пересчета расчетных областей, контактных и свободных поверхностей реализует алгоритм механизмов расщепления расчетных узлов и разрушения расчетных элементов.

Программа визуализации и мониторинга процесса позволяет отслеживать по времени рассчитываемые конфигурации взаимодействующих тел, а также рассчитываемые параметры среды как в целом по расчет-

ным областям, так и в отдельных интересующих оператора моментах времени и местах.

Программа графической и табличной обработки результатов позволяет строить в заданном масштабе зависимости параметров процесса от координат и времени как в графическом, так и табличном виде. Кроме этого, предусмотрена возможность построения гистограмм и карт физических параметров либо их изолиний по расчетным областям.

Программный продукт выполнен на языке объектно-ориентированного программирования Си++. Разработано две модификации программного комплекса, а именно: для двумерного случая плоской и осевой симметрии [18, 19, 23, 27–29, 32].

6.2. Тестовые расчеты

Для того чтобы интерпретировать результаты ударно-волнового нагружения однородных и структурно-неоднородных преград, прежде всего необходимо решить вопрос о достоверности результатов, полученных при помощи разработанной методики компьютерного моделирования. С этой целью проводят тестовые расчеты, которые должны быть направлены на проверку как качества самого решения, так и заложенной в алгоритме модели среды. После того как проведены тестовые расчеты и полученные данные вполне согласуются с экспериментальными, становится в полной мере возможным использовать результаты численного моделирования в прогностических целях.

В данном параграфе проведено тестирование используемой в качестве инструмента исследований методики компьютерного моделирования на качественное и количественное соответствие параметрам моделируемого процесса, а также бесспорным физическим соображениям. Проведено тестирование на сравнение расчетных интегральных характеристик ударного взаимодействия конкретных материалов (глубины внедрения, остаточной скорости ударника и т.п.) с соответствующими экспериментальными значениями.

Достоверность результатов численного моделирования устанавливалась решением ряда тестовых задач: о расчете амплитуд и скоростей ударных волн, о соударении двух одинаковых цилиндров, об ударе однородного цилиндра по жесткой стенке, о пробитии шариком однородных и двухслойных преград и о глубоком внедрении ударников с оживальной головной частью в полубесконечные преграды. Эксперимен-

тальные данные были получены в разное время в НИИ ПММ ТГУ различными группами ученых и связаны с именами В.И. Афанасьева, В.М. Захарова, Ю.Н. Орлова, В.П. Глазырина, Ю.Ф. Христенко и др. [19, 25].

6.2.1. Сравнение с аналитическим решением

Прежде чем приступить к численному моделированию задач ударно-волнового нагружения твердых тел, сравним результаты численных расчетов с известным аналитическим решением. С этой целью рассчитанные значения амплитуд и скоростей плоских ударных и упругих волн сравнивались с аналитическим решением Ренкина – Гюгонно. Эти соотношения при наличии упругой волны имеют вид [22]

$$\begin{aligned} \rho_y (D - U_y) &= \rho (D - U); \\ \sigma_1 - \sigma_{1y} &= -\rho_y (U - U_y)(D - U_y); \\ E - E_y &= \frac{1}{2} (\sigma_1 - \sigma_{1y})(V - V_y). \end{aligned} \quad (6.19)$$

Индекс «*y*» означает, что параметры течения соответствуют амплитуде упругого предвестника.

При заданной начальной скорости ударника можно аналитически определить скорость ударной волны D , продольную скорость звука C_1 , массовую скорость U_1 и амплитуду упругого предвестника σ_{1y} и сравнить их со значениями, получаемыми в расчете при помощи разработанного программного комплекса.

Амплитуду упругого предвестника или величину предела упругости на адиабате Гюгонно также можно определить аналитически. Очевидно, что

$$\sigma_{1y} = -P + S_{1y}; \quad P = -K\varepsilon_{1y}; \quad S_{1y} = \frac{4}{3}\mu\varepsilon_{1y},$$

где K – модуль объемного сжатия.

С другой стороны, известно [22], что

$$S_{1y} = \frac{2}{3}\sigma_T = \frac{4}{3}\mu\varepsilon_{1y},$$

отсюда

$$\varepsilon_{1y} = \sigma_T / 2\mu.$$

В результате имеем

$$\sigma_{1y} = \sigma_T \left(K + \frac{4}{3} \mu \right) / 2\mu. \quad (6.20)$$

Формулы для расчета D , C_1 , U_1 также взяты из [22], а все необходимые для этого параметры материалов приведены в работах [24–26]. В табл. 6.1 представлены полученные аналитически (индекс «А») и численно (индекс «Р») значения данных параметров при начальной скорости ударника $V_0 = 400$ м/с.

Сравнивая аналитические и численные значения, можно заключить, что во всех случаях расхождение не превышало 0.2 %.

Таблица 6.1

Сравнение аналитических и расчетных параметров

Материал	C_{LA} , м/с	C_{LP} , м/с	D_A , м/с	D_P , м/с	U_{1A} , м/с	U_{1P} , м/с	σ_{1y}^A , ГПа	σ_{1y}^P , ГПа
	Ана- лит.	Расчет	Ана- лит.	Расчет	Ана- лит.	Расчет	Ана- лит.	Расчет
Алюминий	6316.0	6306.5	5520.0	5515.4	200.0	197.7	0.5888	0.5879
Медь	4680.0	4675.2	4283.0	4276.0	200.0	199.8	0.1908	0.1905
Бериллий	12252.0	12240.3	7994.0	7984.0	200.0	199.7	0.0480	0.0479
Вольфрам	5214.0	5207.5	4261.0	4255.0	200.0	199.8	1.9230	1.9201
Свинец	2082.0	2079.1	2331.0	2328.0	200.0	199.7	0.0438	0.0437

Кроме того, проверка численного решения осуществлялась путем контроля за сохранением системой энергией. Начальная энергия системы равна кинетической энергии ударника, т.е. $m_y V_0^2 / 2$. Система «ударник – мишень» является замкнутой, и энергия ее должна сохраняться во времени. В процессе счета на каждом временном шаге отслеживалась величина дисбаланса энергии, показывающая отклонение от закона сохранения энергии в виде

$$\Delta E^t = \frac{|E_n^0 - E_n^t|}{E_n^0} \cdot 100\%,$$

$$E_n^t = \frac{1}{2} \left(u_{xi}^t u_{xj}^t + u_{yi}^t u_{yj}^t \right) \delta_{ij} + \varepsilon_n^t,$$

$$\varepsilon_n^t = \varepsilon_l^t \delta_{kl},$$

где E_n^0 , E_n^t – полная энергия системы в начальный момент времени и момент времени t (рассматривается энергия, отнесенная к единице массы); u_{xi}^t , u_{yi}^t – составляющие скорости в i -м узле в момент времени t ; ε_l^t – удельная внутренняя энергия элемента l в момент времени t ; $i, j = 1, \dots, N_y$ – число узлов расчетной сетки; $l, k = 1, \dots, N_e$ – число элементов сетки;

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{если } i = j, \\ 0, & \text{если } i \neq j, \end{cases} \text{ – символ Кронекера.}$$

Было установлено, что наибольшее значение ΔE равное 15 % достигает в вариантах расчетов с большими разрушениями материала. В задачах с незначительными разрушениями материала или без разрушения величина $\Delta E < 1\%$ в течение всего времени счета.

6.2.2. Задача о соударении двух одинаковых тел (цилиндров)

Наиболее распространенным тестом, используемым для проверки программ, предназначенных для расчета ударно-волнового нагружения твердых тел, можно считать задачу о соударении двух одинаковых металлических цилиндров.

Рассмотрим задачу фронтального соударения двух стальных цилиндров, размерами в сечении 10×10 мм. Начальная скорость верхнего $V_0 = 400$ м/с, нижний – покоится (рис. 6.2). Проверим на этом примере выполнение соотношений в задаче распада разрыва, а в общем случае выполнение универсального принципа симметрии. В задаче распада разрыва рассчитываются параметры течения по обе стороны контактной поверхности. Для одинаковых материалов взаимодействующих тел за фронтом ударной волны массовая скорость равна $V_0/2$, давление $P = \rho_0 Du$ (ρ_0 – начальная плотность, D – скорость ударной волны, u – массовая скорость) наблюдалось в расчетах, изображенных на рис. 6.2.

При анализе результатов расчетов установлено, что в момент времени $t = 1$ мкс практически $2/3$ материала нижнего цилиндра находилась в состоянии покоя. На 10-й микросекунде материал обоих цилиндров движется, при этом длина каждого составила 8.73 мм при начальной 10 мм.

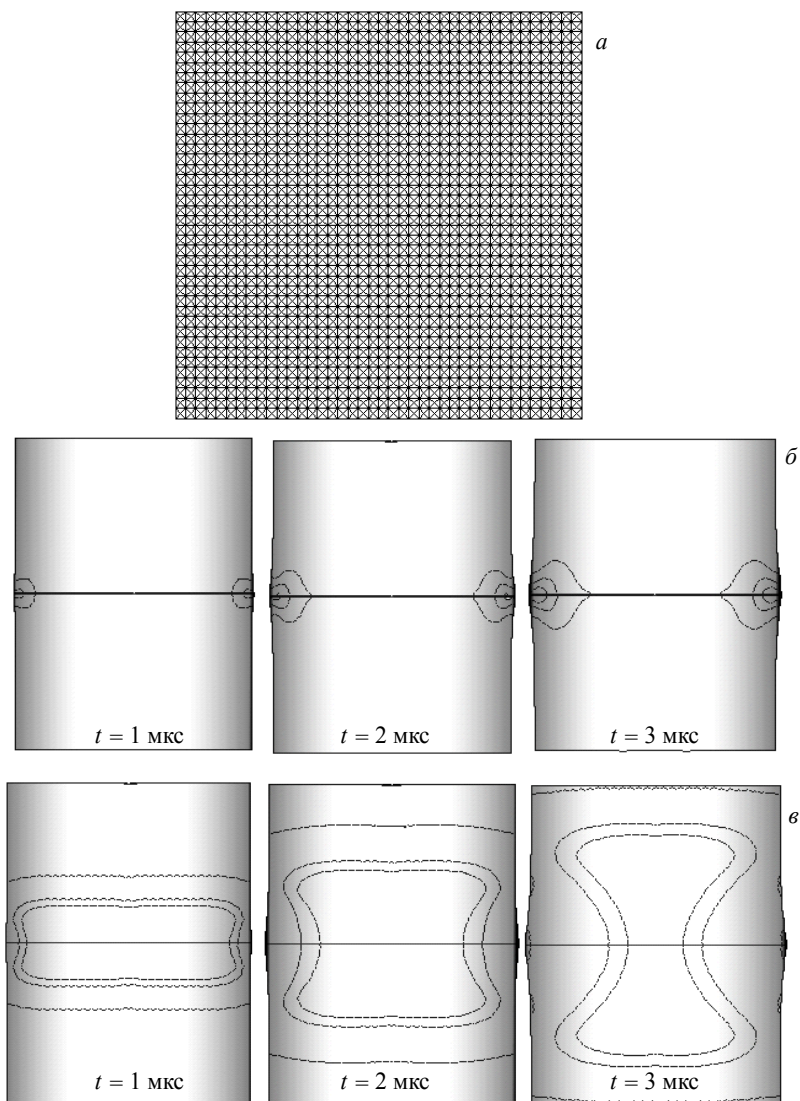


Рис. 6.2. Нормальное соударение двух идентичных стальных цилиндров $V_0 = 400$ м/с: a – конечно-элементное разбиение; b – изолинии эквивалентной пластической деформации ε_{eqp} ; \bar{b} – изолинии гидростатического давления P

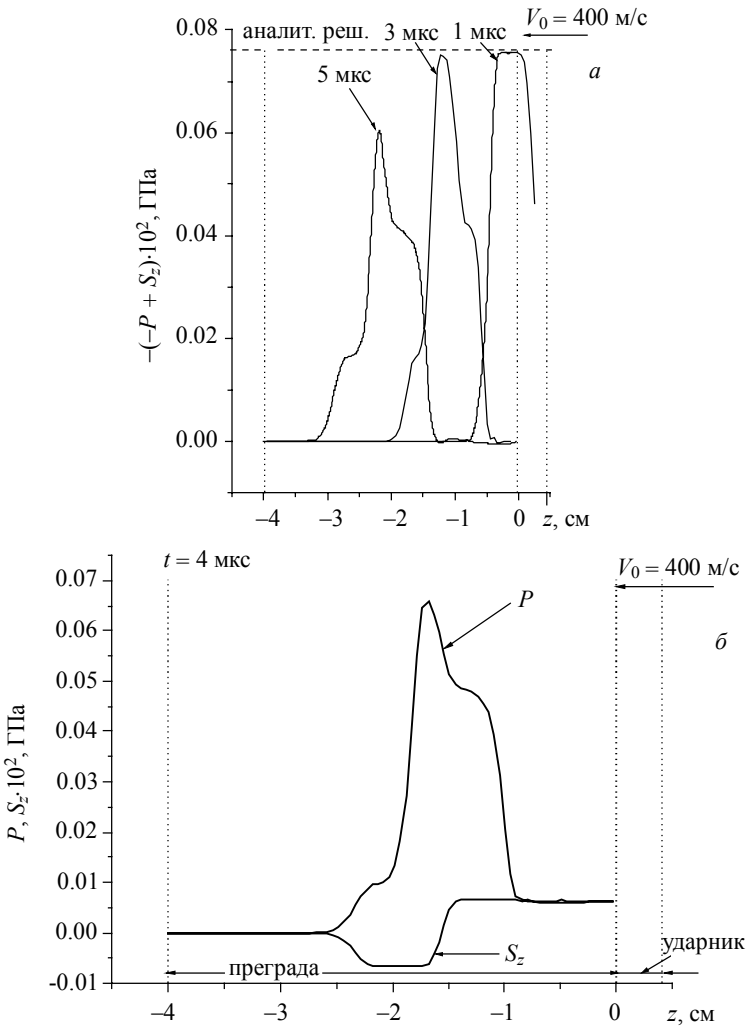


Рис. 6.3. Графики давления P и компоненты дивергента тензора напряжений в осевом направлении S_z

На рис. 6.2, б и в изображены изолинии эквивалентной пластической деформации и гидростатического давления. Оригинальная форма изолиний образована разгрузкой, приходящей от боковых поверхностей.

На приведенных рисунках, иллюстрирующих расчет, хорошо видно, что наблюдается полная симметрия процесса как относительно контактной поверхности, так и относительно оси вращения взаимодействующих тел. Кроме того, сравнивая аналитические и расчетные значения в задаче распада разрыва, можно утверждать о соответствии созданной методики компьютерного моделирования, положенным в ее основу соотношениям и законам.

На рис. 6.3 показаны графики давления и осевой компоненты дивергента тензора напряжений в момент времени 1, 3, 4 и 5 мкс. Видно, что расхождение с аналитическим решением незначительно.

Приведенные данные, полученные при помощи разработанного программного комплекса, характеризуют некоторые аспекты напряженно-деформированного состояния, анализ которого невозможен любыми современными экспериментальными методиками.

6.2.3. Задача об ударе цилиндра по жесткой стенке

Кроме проверки численной модели на соответствие теоретическим данным, основанным на общефизических предположениях, необходимо провести сравнение численных расчетов с данными, взятыми из экспериментов. С этой целью рассмотрим удар по нормали стального цилиндра по жесткой стенке. Результаты численного решения подобного класса задач также широко используются для определения динамического предела текучести материала на основе различных модификаций формулы Тейлора. В натурном эксперименте динамика процесса регистрировалась с помощью рентгеноимпульсных аппаратов РИНА-2Д и РИНА-3Д. В качестве жесткой стенки использовалось высокопрочное основание из твердого сплава ВК-8 [18, 25, 33].

Численные расчеты проведены при следующих исходных данных. Начальная длина цилиндра $l_0 = 20.6$ мм, диаметр $d_0 = 6.88$ мм. Скорость удара равнялась 542 м/с. Вся расчетная область разбивалась «конвертом» на 2500 треугольных элементов. В ходе численного эксперимента фиксировалась конечная длина цилиндра l_k . На рис. 6.4 показаны графические иллюстрации к решению данной задачи. Конечная длина цилиндра, зафиксированная в расчетах, равнялась 9.0 мм. В эксперименте отмечено укорочение длины цилиндра до $l_k = 9.3$ мм, т.е. расхождение между экспериментальными данными составило не более 3 %.

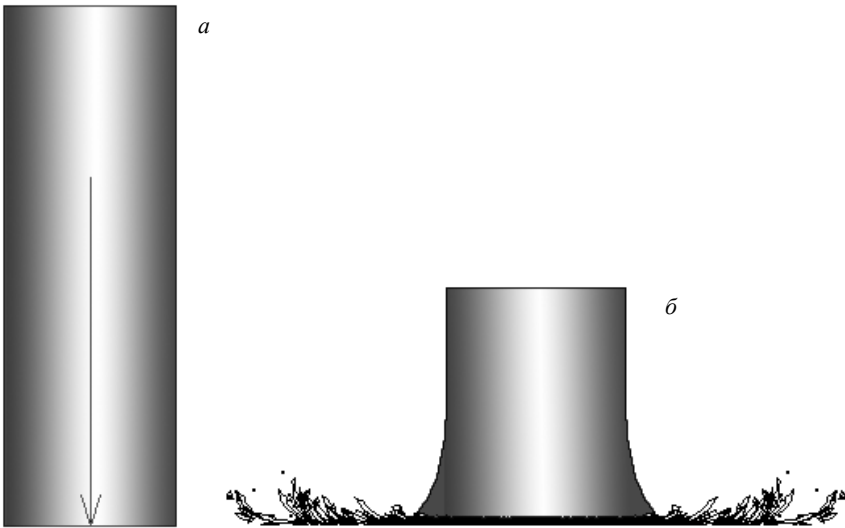


Рис. 6.4. Компьютерная визуализация тестовых расчетов:
a – конфигурация стального цилиндра до удара;
б – конечная конфигурация при $t = 40$ мкс

Кроме вышерассмотренной задачи моделировался удар по жесткой стенке алюминиевым и стальным цилиндрами длиной $l_0 = 4.694$ см и диаметром $d_0 = 0.762$ см. В расчетах фиксировалось окончательное относительное укорочение цилиндра, равное отношению конечной длины к начальной l_k/l , которое сравнивалось с экспериментальными данными [25]. Результаты сравнения при различных начальных скоростях представлены в табл. 6.2.

Таблица 6.2

Сравнение результатов расчетов и экспериментов

Алюминий			Сталь		
Скорость удара, м/с	Укорочение относит. (расчет)	Укорочение относит. (эксперимент)	Скорость удара, м/с	Укорочение относит. (расчет)	Укорочение относит. (эксперимент)
161	0.905	0.893	161	0.891	0.905
207	0.888	0.876	266	0.803	0.812
367	0.708	0.722	319	0.754	0.745

Из таблицы видно, что при моделировании удара алюминиевого цилиндра по жесткой стенке расхождение между полученными и экспериментальными значениями l_k / l с ростом начальной скорости удара увеличивается, но незначительно.

В случае стального цилиндра наибольшее расхождение между расчетными и экспериментальными данными отмечено при наименьшей начальной скорости удара равной 161 м/с. В целом расхождение не превышает 1.95 %. Таким образом, полученные результаты расчетов вполне согласуются с экспериментом, что подтверждает их достоверность для рассмотренного типа задач удара.

6.2.4. Расчет сквозного пробития стальным ударником однородных и двухслойных преград

Как было отмечено ранее, важным этапом при проверке численного решения в задачах динамического нагружения является моделирование экспериментов. Ниже сравниваются численные результаты с экспериментальными данными, полученными в НИИ ПММ ТГУ. Для проведения опытов сотрудниками института создан баллистический стенд на базе уникальных технологий и приборов. В его состав входит пороховая баллистическая установка ПБУ калибром 13.2 мм, которая является модификацией штатного ствола ДШК 12.7 мм. С ее помощью в опыте осуществлялось метание стального ударника. Запреградная скорость ударника V_3 измерялась с помощью рам-мишеней и измерителя времени ЧЗ-34 [25, 34].

Физическая постановка задачи формулируется как контактное взаимодействие однородного стального шарика диаметром $d = 12.7$ мм с преградами трех типов. Скорость направлена вдоль нормали преграды, материалом ударника является высокопрочная сталь ШХ-15, основные физико-механические характеристики которой следующие: $\rho_0 = 7.87$ г/см³, $\sigma_T = 1.4$ ГПа, $\sigma_k = 3.7$ ГПа, $A_p^* = 200$ кДж/кг, $\varepsilon_{eqp} = 1.3$. Первый и второй тип преграды – это однородные стеклотекстолитовые и алюминиевые плиты толщиной 10.5 и 6 мм соответственно. Третий тип преграды – это двухслойная преграда, верхний слой которой изготовлен из стеклотекстолита, а нижний – из алюминиевого сплава. На контактной границе задавалось условие скольжения. Сравнить будем

расчетные и экспериментальные запреградные скорости центра масс ударника. Скорость центра масс ударника вычислялась по формуле

$$V_c = \sum V_i m_i / \sum m_i,$$

где V_i , m_i – скорость и масса узла соответственно, суммирование проводится по всему ударнику.

Моделирование пробития однородной стеклотекстолитовой плиты проводилось для начальных скоростей удара 267, 562 и 728 м/с. На рис. 6.5 представлены рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» при $V_0 = 267$ м/с в моменты времени 0 и 75 мкс и изолинии некоторых параметров напряженно-деформированного состояния, необходимых при детальном анализе процесса. Расчетами установлено, что при $t = 50$ мкс ударник внедрился на глубину, практически равную его радиусу. В области контакта «ударник – мишень» имели место разрушения в основном сдвигового характера.

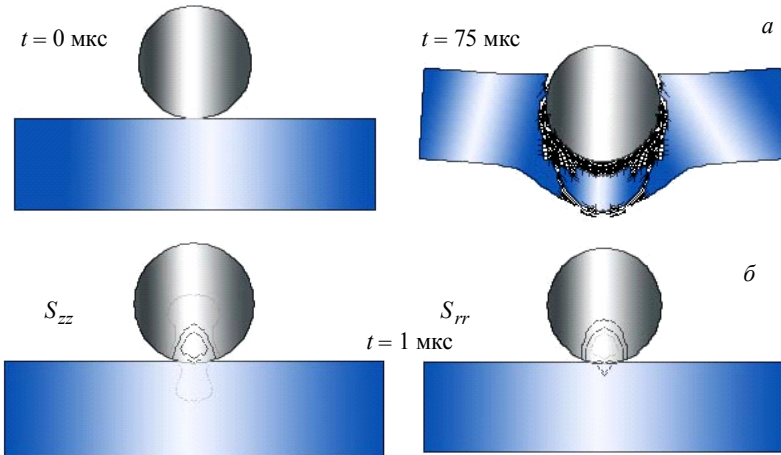


Рис. 6.5. Результаты расчетов процесса пробития сферическим ударником однородной стеклотекстолитовой плиты: *a* – исходные и текущие конфигурации «ударник – мишень», рассчитанные при начальной скорости ударника $V_0 = 267$ м/с; *б* – изолинии радиальной компоненты девиатора тензора напряжений S_{rr} ($1.34 \cdot 10^{-5}$; 0.00066; 0.00132 Мбар) и осевой компоненты девиатора тензора напряжений S_{zz} (-0.00279 ; -0.00172 ; -0.00065 Мбар)

Результаты моделирования процесса пробития алюминиевой преграды стальным шариком при $V_0 = 460$ м/с показаны на рис. 6.6. Выявлено, что при $t = 24$ мкс под действием ударника материал преграды сильно деформируется в осевом направлении. Процесс пробития происходит путем срезания «пробки».

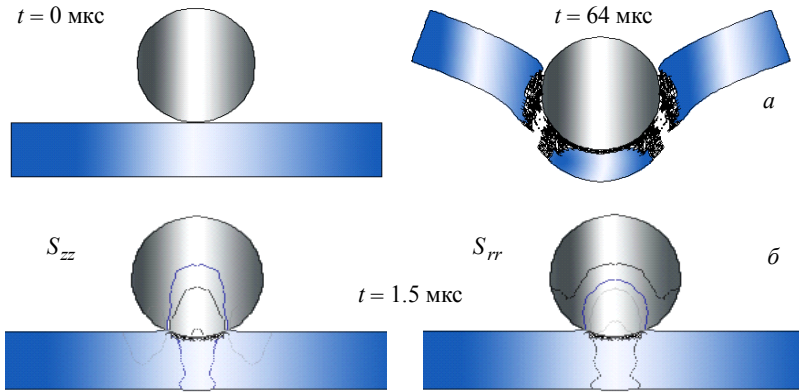


Рис. 6.6. Результаты расчетов процесса пробития сферическим ударником однородной алюминиевой плиты: *a* – исходные и текущие конфигурации «ударник – мишень», рассчитанные при начальной скорости ударника $V_0 = 460$ м/с; *б* – изолинии радиальной компоненты девиатора тензора напряжений S_{rr} (-0.00123 ; 0.00058 ; 0.0021 Мбар) и осевой компоненты девиатора тензора напряжений S_{zz} (-0.0059 ; -0.003 ; -0.0011 Мбар)

Графические иллюстрации к задаче о пробитии двухслойной преграды, верхний слой которой моделировался стеклотекстолитом, а нижний – алюминиевым сплавом, представлены на рис. 6.7. В этом варианте начальная скорость ударника была равной 557 м/с. Расчетами показано, что до $t = 44$ мкс ударник внедрился в преграду на глубину, равную толщине верхнего слоя. Также имело место незначительное деформирование преграды в осевом направлении. Далее с момента времени $t = 44$ мкс до $t = 64$ мкс происходит пробитие нижнего слоя преграды путем выбивания из нее «пробки». Из рисунков видно, что во всех вариантах расчетов материал ударника не разрушался. Уровень его пластической деформации был незначительным в течение всего процесса пробития.

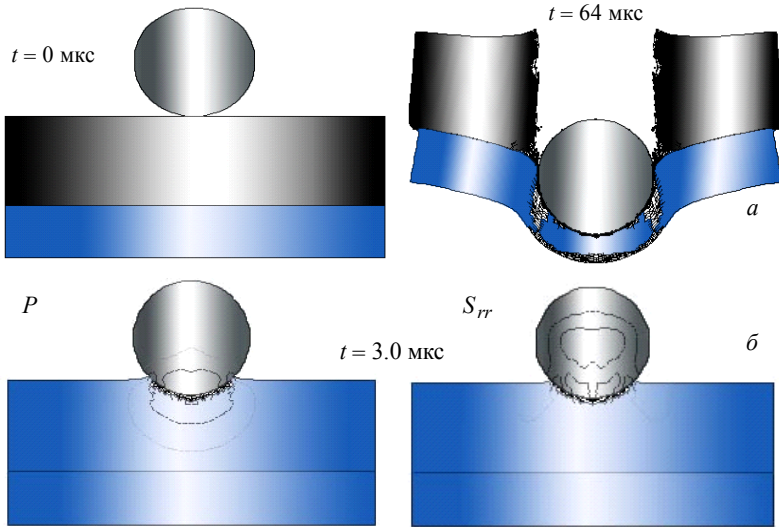


Рис. 6.7. Результаты расчетов процесса пробития двухслойной преграды, из стеклотекстолитового и алюминиевого слоев: *a* – исходные и текущие конфигурации «ударник – мишень», рассчитанные при начальной скорости ударника $V_0 = 557$ м/с; *б* – изолинии давления P (0.0017; 0.0045; 0.0072 Мбар); радиальной компоненты девиатора тензора напряжений S_{rr} (–0.00044; 0.001; 0.0026 Мбар)

В табл. 6.3 представлены результаты расчетов пробития стальным шариком рассматриваемых преград при различных начальных скоростях соударения.

Таблица 6.3

Рассчитанная V_p и экспериментальная V_z скорости ударников, м/с

Тип и материал преграды	V_0 , м/с	V_p , м/с	V_z , м/с
1. Стеклотекстолит, $h = 10.5$ мм	373	187	191
	562	412	402
	728	602	576
2. Алюминиевый сплав Д16, $h = 6$ мм	287	156	147
	460	328	312
	810	670	644
3. Стеклотекстолит + алюминиевый сплав $h = (10.5 + 6)$ мм	557	83.5	80.9
	680	327	316
	932	615	593

Из табл. 6.3 видно, что расхождения между численными результатами и данными, взятыми из эксперимента, не превышают 4.5 %. В рамках используемой модели такое совпадение можно считать хорошим.

6.2.5. Расчет внедрения ударников с оживальной головной частью в полубесконечные преграды

Ниже, как и в предыдущем параграфе, сравниваются результаты расчетов, полученные при помощи разработанной методики компьютерного моделирования, с экспериментом. Рассматриваются задачи о глубоком внедрении ударников с оживальной головной частью в полубесконечные преграды. Под полубесконечной (массивной) будем понимать такую преграду, размеры которой позволяют пренебрегать реакцией тыльных и боковых свободных поверхностей, т.е. ее геометрические размеры значительно превышают размеры ударника. В рассматриваемом диапазоне скоростей достаточно превышение на порядок [18, 25, 39].

Вначале рассматривалось проникание сердечников пули 6,1В32 отечественного производства (масса $m = 5.5$ г, длина $l = 30$ мм) при различных начальных скоростях метания в массивные алюминиевые преграды. Далее в качестве ударников рассматривался сердечник пули 6,1Smk массой 2.55 г и длиной 16 мм, затем проведено сравнение полученных в расчетах и эксперименте глубин внедрения ударников L_p и L_3 .

Численно смоделируем процесс внедрения ударником 6,1В32 в алюминиевую плиту при $V_0 = 336$ м/с. Константы разрушения для данной и всех последующих задач корректировались по отдельным экспериментам. Исходные и текущие рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» в моменты времени 0, 12, 20, 30 и 50 мкс представлены на рис. 6.8, где показаны изолинии параметров ε_{eqp} , S_{rr} и S_{zz} при $t = 1.5$ мкс.

Деформационная картина внедрения типична для низкоскоростного удара ударником с оживальной головной частью по плите из алюминиевого сплава. Характерным для такого соударения является практически совпадающий по форме с ударником кратер в мишени. Выплеск материала мишени с поверхности и приповерхностных слоев наблюдается незначительное время, по сравнению с общим временем процесса.

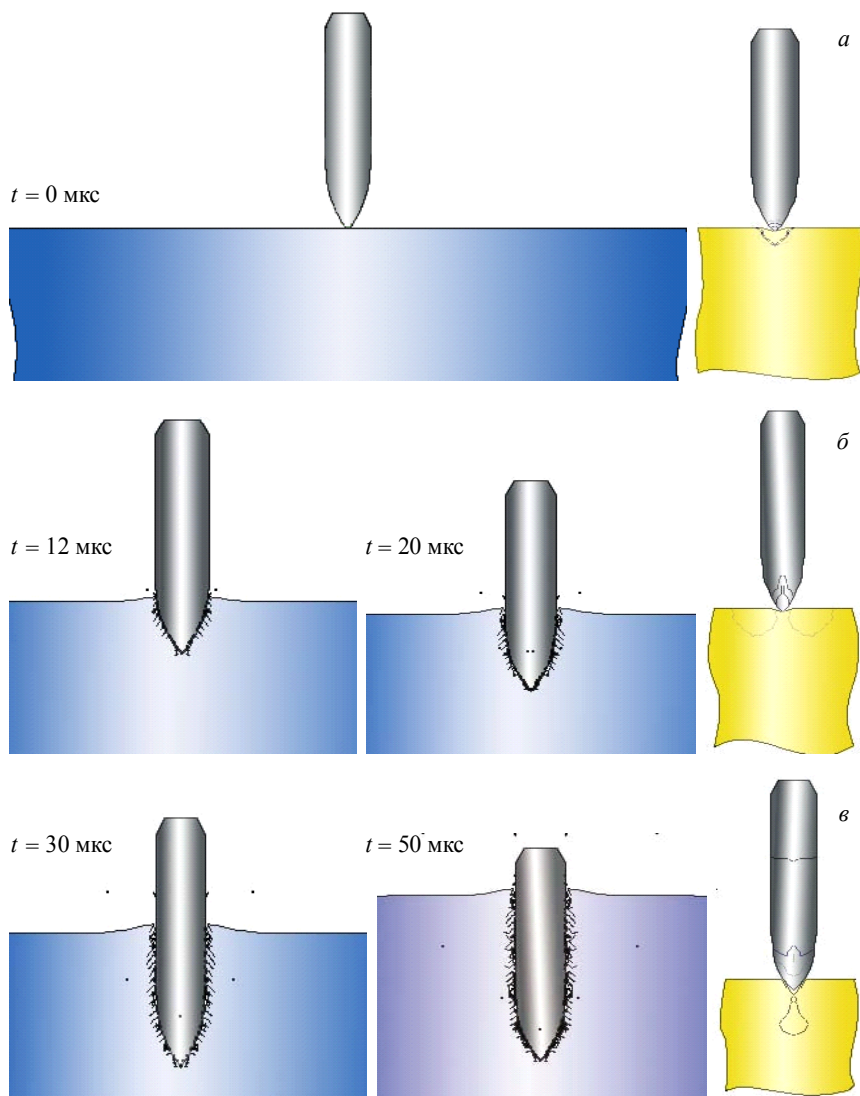


Рис. 6.8. Расчеты внедрения ударника Б32 в полубесконечную алюминиевую преграду

Для времени взаимодействия 190 мкс глубина внедрения составила 13.4 мм. Глубина кратера, полученного в эксперименте, составила 13.8 мм, т.е. расхождение с экспериментом было менее 3 % [19, 25, 36].

Расчет внедрения сердечника пули 6,1Smk в алюминиевую преграду проводился с начальными скоростями удара 536 и 1031 м/с. Рассчитанные глубины внедрения составили 18.4 и 36.0 мм соответственно. Исходные конфигурации «ударник – мишень», а также текущие, рассчитанные при $V_0 = 536$ м/с, изображены на рис. 6.9.

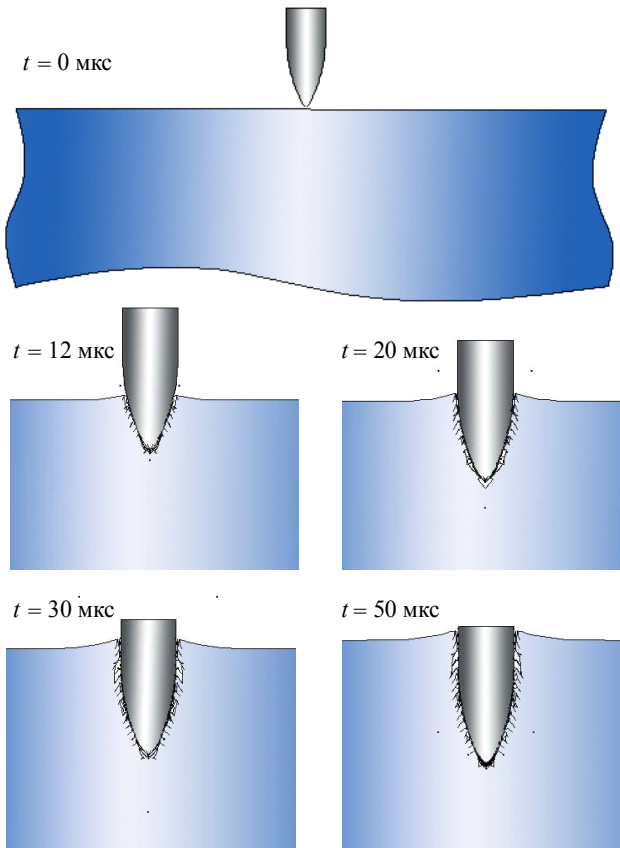


Рис. 6.9 Расчеты внедрения ударника 6,1Smk в полубесконечную алюминиевую преграду

Из рисунков, иллюстрирующих процесс внедрения ударников с ОГЧ в полубесконечные преграды, хорошо видно, что в обоих случаях процесс внедрения происходил по одному механизму: как при действии ударника 6,1В32, так и при действии ударника 6,1Smk в материале преграды появлялись разрушения в основном сдвигового характера. Отметим, что при внедрении уровень пластической деформации материала ударника был незначительным.

В табл. 6.4 приведено сравнение значения глубины внедрения полученной численно L_p , и величины L_3 , отмеченной в эксперименте при начальных скоростях 336 и 592 м/с.

Таблица 6.4

Сравнение параметров L_p и L_3

Тип ударника	V_0 , м/с	L_p	L_3
6,1В32	336	13.4	13.8
6,1В32	592	22.9	24.0
6,1Smk	536	18.4	19.0
6,1Smk	1031	36.0	37.8

Пр и м е ч а н и е . Материал преграды – алюминиевый сплав.

Видно, что расхождения между расчетной глубиной проникания L_p и экспериментальной L_3 для обоих типов ударников незначительны. При сопоставлении результатов расчетов и экспериментов выявлено, что расхождение не превышало 5 %.

Таким образом, проведенные тестовые расчеты показали, что результаты численного моделирования адекватно передают основные закономерности рассматриваемых процессов в твердых телах и хорошо согласуются с экспериментальными данными в рассмотренном диапазоне скоростей.

6.3. Исследования поведения неоднородных пластин при ударно-волновом нагружении

6.3.1. Постановка задачи

Успешное развитие многих современных отраслей техники связано, прежде всего, с использованием новейших материалов в конструкциях, отдельные части которых в силу различных причин подвергаются экстремальным нагрузкам. Оправданный выбор материала, способного в определенный промежуток времени выдерживать действующую нагрузку, достаточно трудоемок без проведения теоретического прогноза. Данные расчета напряженно-деформированного и термодинамического состояния нагруженного материала в руках опытного исследователя являются ключом к повышению надежности и увеличению срока эксплуатации всей конструкции.

В настоящее время в литературе описаны различные способы по управлению процессами разрушения металлической преграды при ударно-волновом нагружении [20, 37]. Известно, что при использовании пористых слоев материала или слоев функционально-градиентного материала может существенно измениться динамика деформирования и разрушения исследуемых образцов.

Изучению влияния внутренней структуры материала на изменение его свойств под нагрузкой посвящены работы, приведенные в [20]. В работе [38] показано, что наличие железокремниевых включений в прочной стали повышает ее ударную стойкость, а присутствие прочных включений в мягкой стали практически не защищает ее от разрушения. Это обусловлено тем, что сами включения являются дополнительными концентраторами напряжений по границам контакта с матрицей. Там же рассматривалась пластинчатая геометрия включений (площадь включений в горизонтальном сечении превышала начальную площадь действия приложенной нагрузки) и мелкозернистая (их горизонтальные площадки меньше, чем площадь действующей нагрузки).

В данном разделе рассмотрено влияние неоднородностей в пластине на процесс ее разрушения. В качестве объекта исследования выбраны однородные и неоднородные пластины бесконечной длины из стали и алюминиевого сплава толщиной 10 и шириной 40 мм. Неоднородные пластины представляют собой матрицу и включения, схема расположения и форма которых показаны на рис. 6.10. Прямоугольные в сечении

включения размерами 1.7×2.0 мм как бы армируют часть пластины в шахматном порядке от тыльной стороны ее поверхности в глубину в четыре ряда.

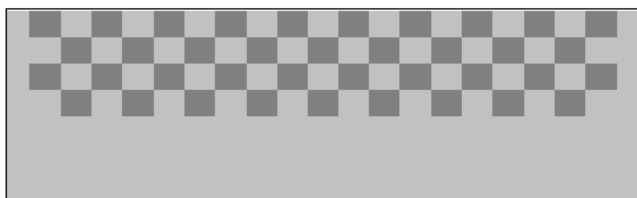


Рис. 6.10. Расположение инородных включений

Рассматривались инородные включения с начальными плотностями от 0.91 до 17.0 г/см^3 . В ходе расчетов при помощи разработанной методики компьютерного моделирования отслеживались время и место зарождения, а также дальнейшее развитие зон разрушения в материале матрицы и включений. Кроме этого, регистрировался профиль скорости тыльной свободной поверхности каждого образца, форма которого сопоставлялась с формой профиля, полученного при расчете однородных образцов.

Из физических соображений понятно, что на конечный результат нагружения рассматриваемых пластин прежде всего влияют такие параметры, как отношения плотностей, скоростей звука, пределов текучести и откольных прочностей материалов матрицы и включений. Кроме того, существенную роль должны играть количество, распределение и геометрия включений. При входе ударной волны в неоднородную часть преграды первоначальная структура ее фронта быстро изменяется вследствие многократных отражений от контактных поверхностей, что приводит к некоторому перераспределению энергии падающего импульса, и вместе с тем – к изменению деформационной картины [18, 27, 28].

6.3.2. Расчет нагружения неоднородной стальной пластины

Разработка ударостойких защит на сегодня является чрезвычайно трудоемкой процедурой и зачастую просто невозможной без проведения предварительного расчета их напряженно-деформированного и термодинамического состояния в широком диапазоне начальных условий нагружения. Предпочтения в выборе материала будущих защитных

конструкций могут отдаваться различным металлам и сплавам, среди которых сталь занимает далеко не последнее место. Физико-механические характеристики этого материала являются уникальными в своем роде, что подтверждается длительным и успешным использованием стали в качестве конструкционного материала.

Объектом исследования была выбрана стальная неоднородная преграда с включениями из парафина, алюминиевого сплава, меди, упрочненного медного сплава, а также вольфрамового сплава ВНЖ. Кроме этого, в качестве материалов включений рассмотрены два стальных сплава, с увеличенными на 40 % относительно материала матрицы значениями откольной прочности σ_k и предела текучести σ_T . В первых двух вариантах начальная плотность матрицы была больше начальной плотности включений: $\rho_{0M} > \rho_{0B}$, в следующих трех, наоборот: $\rho_{0M} < \rho_{0B}$, и в последних двух: $\rho_{0M} = \rho_{0B}$.

Серия вычислительных экспериментов проведена для двумерного случая плоской симметрии. Расчетная область разбивалась «конвертом» на 8000 треугольных элементов. Нумерация рядов включений проведена сверху вниз [18, 39].

Нагружение стальных неоднородных образцов осуществлялось плоской ударной волной с амплитудой 175 м/с, а время ее действия задавалось равным 1.2 мкс.

Вначале были проанализированы результаты расчетов однородной стальной преграды. Полученные конфигурации представлены на рис. 6.11 в моменты времени 4, 8, 12 мкс. Видно, что развитие разрушений в преграде соответствовало общепринятым представлениям об образовании откола. Расчетным путем установлено, что первые очаги разрушения вследствие действия растягивающих напряжений появляются на 4-й мкс на расстоянии 3.3 мм от тыльной свободной поверхности. Далее эти очаги растут, локализуясь на одной плоскости, и к 12-й мкс картина разрушения полностью формируется в виде образования откольной тарелочки (см. рис. 6.11, в).

Из рассчитанного профиля скорости тыльной поверхности $U_s(t)$ (см. рис. 6.11, г) видно, что амплитуда ударной волны при ее выходе на тыльную поверхность была уже понижена действием догоняющей волны разгрузки с 350 до 311 м/с. В дальнейшем на графике наблюдается еще одно возрастание скорости с 4-й по 5-ю мкс, при этом в момент времени 12 мкс движение происходит при скорости равной 261.5 м/с.

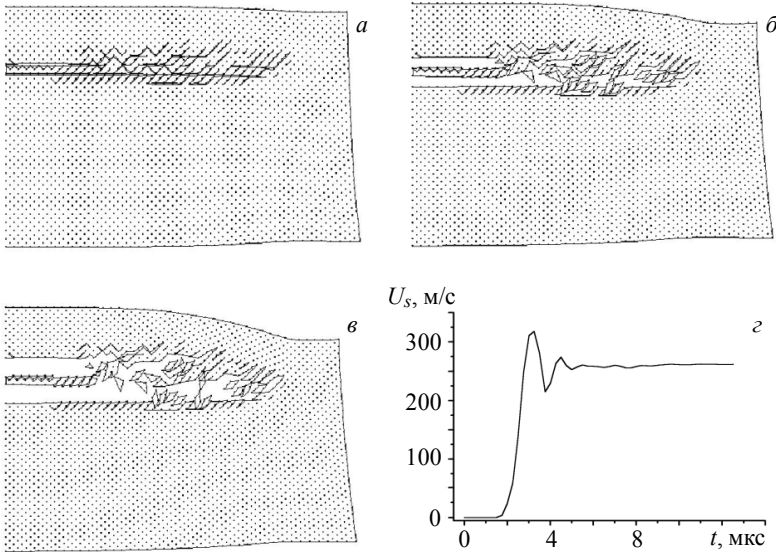


Рис. 6.11. Рассчитанные конфигурации и профиль скорости тыльной поверхности однородной стальной пластины: $a - t = 4$ мкс; $b - t = 8$ мкс; $v - t = 12$ мкс; $z - U_s(t)$

Интересным представляется случай нагружения стальной преграды с включениями из парафина, результаты расчета которого приведены на рис. 6.12. Первые очаги разрушения появились на 4-й мкс (рис. 6.12, a) в однородной части преграды на расстоянии 3 мм от поверхности нагружения. Далее, к 12-й мкс, они локализуются на одной плоскости. Причина их появления объясняется действием волны разрежения, образованной при выходе падающей ударной волны на четвертый ряд включений. Очевидно, что при увеличении скорости нагружения в этом месте должен произойти откол.

На 8-й мкс было зафиксировано разрушение четырех включений (см. рис. 6.12, b), а на 12-й мкс отмечены разрушения во всех пяти включениях во втором ряду (см. рис. 6.12, v). В третьем ряду произошло разрушение парафина, расположенного во включении, находящемся у оси симметрии. В этой задаче регистрация скорости поверхности была затруднена в связи с большой фрагментацией материала преграды и обильным разрушением первого ряда включений.

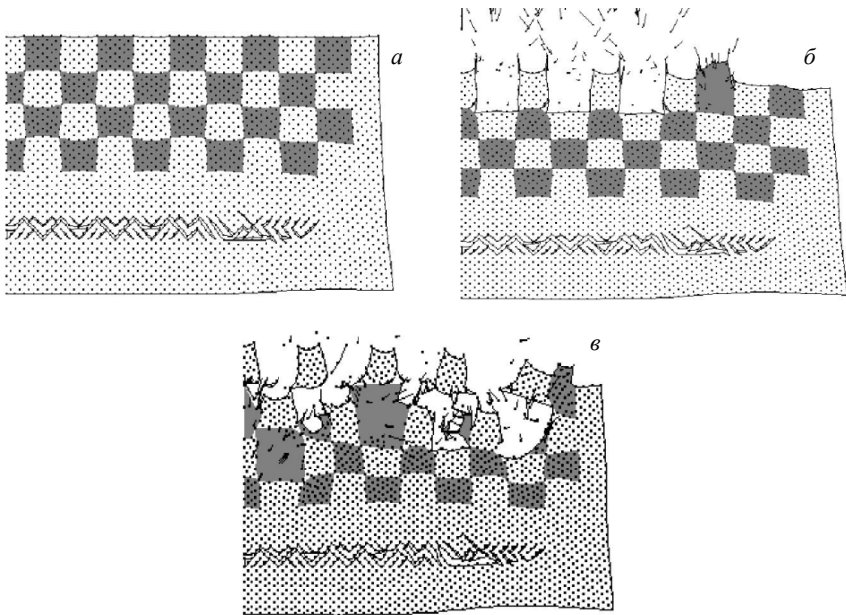


Рис. 6.12. Рассчитанные конфигурации пластины с парафиновыми включениями: $a - t = 4$ мкс; $b - t = 8$ мкс; $v - t = 12$ мкс

Путем расчетов установлено, что первые очаги разрушений в образце с алюминиевыми включениями появляются в материале включений (рис. 6.13). Видно, что на 4-й мкс в средней части преграды большинство включений уже разрушены. На 8-й мкс происходит формирование откольной тарелочки в плоскости, проходящей через второй и третий ряд включений.

Профиль скорости тыльной поверхности стальной пластины с алюминиевыми включениями показан на рис. 6.13, z . При сопоставлении с формой профиля однородного образца установлено, что в данном случае наблюдалось довольно затянутое торможение поверхности. Приблизительно до 7-й мкс происходило снижение скорости до величины 280 м/с. В промежутке времени от $t = 7$ мкс до $t_k = 12$ мкс наблюдалось возрастание скорости. При $t_k = 12$ мкс движение осуществлялось с постоянной скоростью равной 293.6 м/с. В варианте расчета однородного образца эта величина была равна 261.5 м/с.

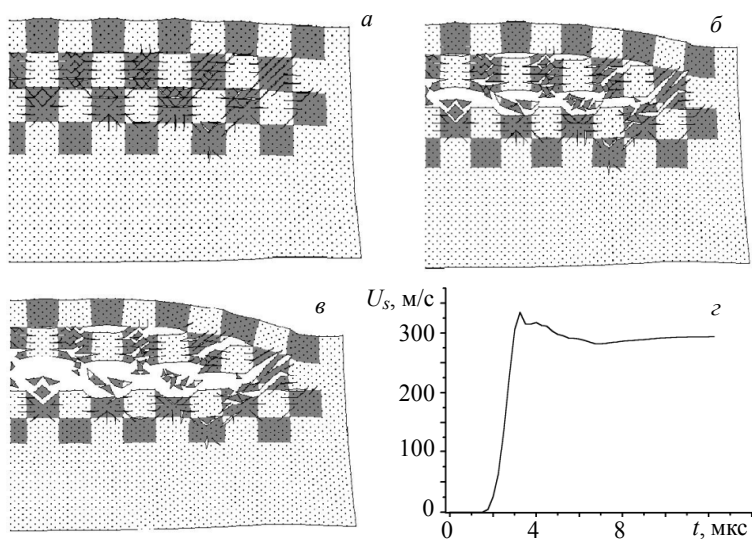


Рис. 6.13. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины с алюминиевыми включениями: а – $t = 4$ мкс; б – $t = 8$ мкс; в – $t = 12$ мкс; z – $U_s(t)$

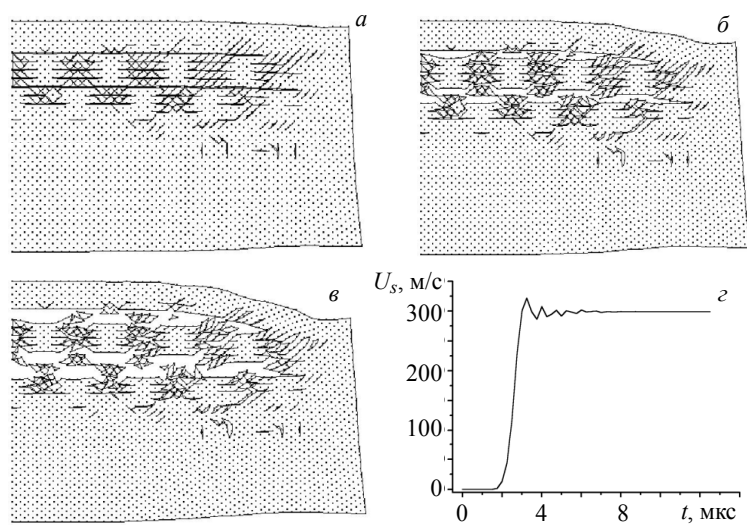


Рис. 6.14. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины с медными включениями: а – $t = 4$ мкс; б – $t = 8$ мкс; в – $t = 12$ мкс; z – $U_s(t)$

В плане проводимых исследований определенный интерес представляют результаты расчетов нагружения плоской ударной волной образца с медными включениями, так как начальная плотность меди выше плотности стали – материала матрицы, а прочностные характеристики, наоборот, меньше. На рис. 6.14 приведены графические иллюстрации к данному варианту. Основные этапы зарождения и развития разрушений в этом образце аналогичны варианту расчета стальной пластины с алюминиевыми включениями. Однако объем разрушений на момент времени $t_k = 12$ мкс в последнем случае несколько больше. Волновой профиль для этого варианта приведен на рис. 6.14, з. При сопоставлении формы данного профиля с профилем предыдущего варианта установлено (см. рис. 6.14, з и 6.13, з), что имеющиеся различия носят качественный характер. В последнем случае зафиксированы затухающие колебания скорости поверхности, связанные с реверберацией откольного импульса в отделяющейся от образца тарелочке.

В следующем варианте расчета в качестве материала включений выбран медный сплав со значениями предела текучести σ_k и откольной прочности σ_T , как у материала матрицы (рис. 6.15). Принципиальных различий между рассчитанным волновым профилем данного образца и однородной пластины не выявлено. В обоих случаях на графиках наблюдаются осцилляции скорости, обусловленные неоднократным отражением волн в откольной тарелочке между поверхностью образца и поверхностью разрушения.

Далее в качестве включений рассматривался вольфрамовый сплав ВНЖ (рис. 6.16). Расчеты показали, что на 4-й мкс появились слабые, едва заметные очаги разрушения в материале матрицы, расположенные во втором ряду между включениями. Затем наблюдался их дальнейший рост, но также в материале матрицы. Видно, что к 12-й мкс зона повреждений была расположена в средней части пластины. Можно отметить, что развитие разрушений в данном случае проходило с меньшей интенсивностью, чем во всех предыдущих вариантах.

Профиль скорости тыльной поверхности стального образца с ВНЖ включениями показан на рис. 6.16, з. На графике с 3-й по 13-ю мкс наблюдается падение скорости с 248 до 129.2 м/с, что является наибольшей величиной из всех рассмотренных вариантов. На момент времени окончания счета $t_k = 12$ мкс установлено, что движение тыльной поверхности происходит со скоростью 102.5 м/с, т.е. почти на 60 % меньшей, чем в варианте с однородной пластиной.

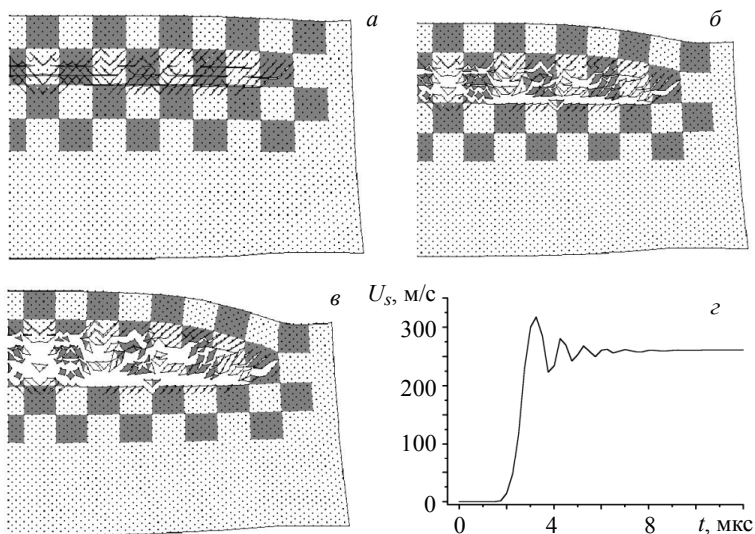


Рис. 6.15. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины с включениями из медного сплава (σ_x и σ_y , как у стали):

$a - t = 4$ мкс; $b - t = 8$ мкс; $c - t = 12$ мкс; $d - U_s(t)$

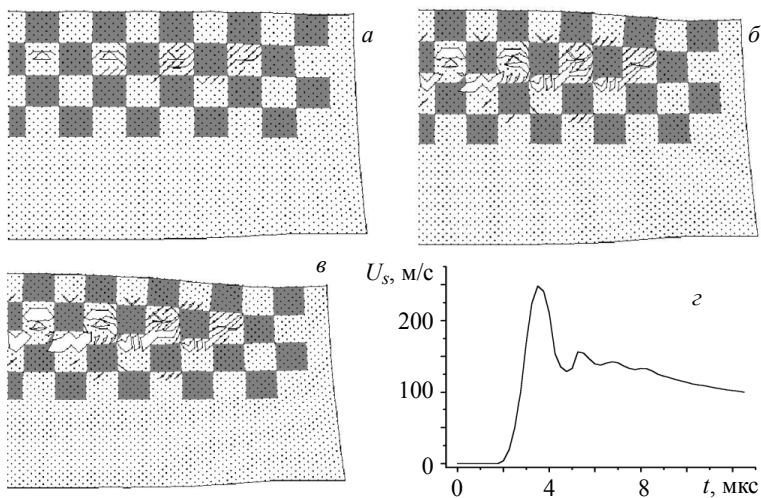


Рис. 6.16. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины с ВНИ-включениями: $a - t = 4$ мкс; $b - t = 8$ мкс; $c - t = 12$ мкс; $d - U_s(t)$

Затем в качестве включений рассматривались два стальных сплава, в одном из которых на 40 % увеличено значение откольной прочности σ_k относительно материала матрицы, а в другом на 40 % был увеличен предел текучести материала σ_T . Графические иллюстрации к этим двум вариантам представлены на рис. 6.17 и 6.18. В том случае, когда в роли включений выступал стальной сплав с завышенным на 40 % значением откольной прочности, разрушения образца были средней степени интенсивности (см. рис. 6.17, в). Образование очагов разрушений и их дальнейшее развитие происходили в основном в материале матрицы. Нагружение пластины со стальными включениями с увеличенным на 40 % пределом текучести σ_T привело к образованию откольной тарелочки с картиной разрушения, аналогичной варианту с однородной пластиной. При сравнении волновых профилей (см. рис. 6.17, з и 6.18, з) было установлено, что до 5-й мкс рассчитанные цифровые значения скорости тыльной поверхности в обоих вариантах практически совпадали. В дальнейшем с 5-й по 12-ю мкс наблюдаются различия в движении поверхностей. На рис. 6.17, з скорость убывает и при $t_k = 12$ мкс равняется 177.2 м/с, т.е. на 32 % меньше, чем в базовом варианте. На рис. 6.18, з движение происходит при 253.4 м/с. В этом случае расхождение с базовым вариантом уменьшилось до 3 %.

В табл. 6.5 представлены полученные в расчетах вид и степень разрушения исследуемых пластин.

Таблица 6.5

**Вид и степень разрушения неоднородных стальных пластин
при нагружении плоской ударной волной**

Материал включений	ρ_0	σ_k	Вид разрушений
1-1 Сталь	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	Откол
1-2 Парафин	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	Разрушения в матрице и включениях
1-3 Алюминиевый сплав	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	Разрушения, откол
1-4 Медь	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	Разрушения средней степени
1-5 Медный сплав	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	Откол
1-6 ВНЖ	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$	Слабые разрушения матрицы
1-7 Сталь ($\sigma_k \times 1,4$)	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	Откол
1-8 Сталь ($\sigma_T \times 1,4$)	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$	Средняя степень разрушения

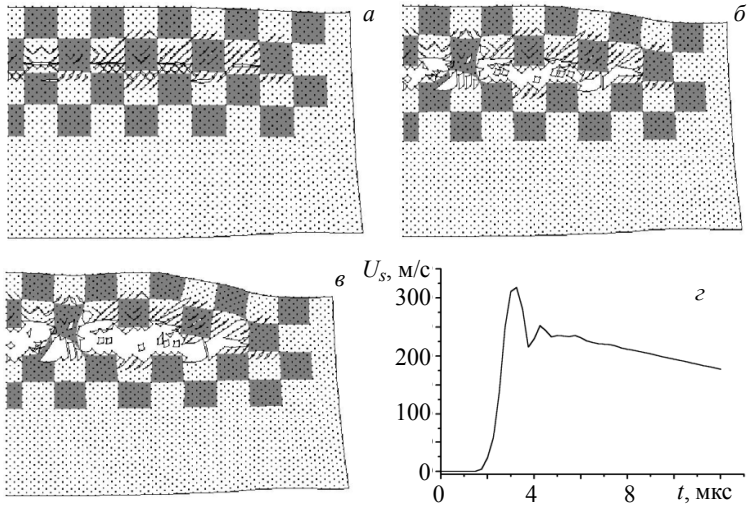


Рис. 6.17. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины со стальными включениями ($\sigma_k \times 1.4$): а - $t = 4 \text{ мкс}$; б - $t = 8 \text{ мкс}$; в - $t = 12 \text{ мкс}$; з - $U_s(t)$

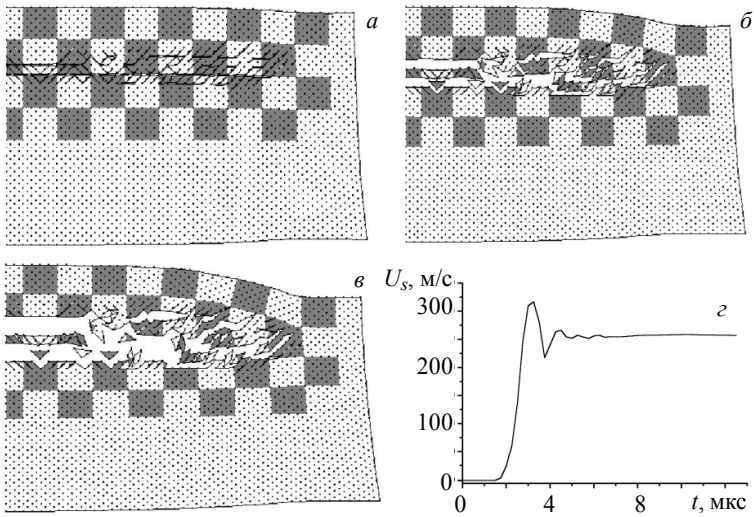


Рис. 6.18. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины со стальными включениями ($\sigma_T \times 1.4$): а - $t = 4 \text{ мкс}$; б - $t = 8 \text{ мкс}$; в - $t = 12 \text{ мкс}$; з - $U_s(t)$

Из таблицы видно, что разрушение двух неоднородных образцов (1-5) и (1-7) проходило по типу откола, так же, как и в случае для однородного образца (1-1). Во всех трех вариантах откольная прочность матрицы была равной откольной прочности включений: $\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$. В варианте (1-6) зафиксирован наименьший объем разрушений, при этом откольная прочность матрицы была меньше откольной прочности включений, а в варианте (1-2), наоборот, зафиксирован наибольший объем разрушений, при этом $\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$. В вариантах (1-3) и (1-4) объемы разрушений были больше, чем в базовом, но меньше чем в варианте (1-2).

Таким образом, картины разрушения рассмотренных пластин могут существенно изменяться в зависимости от вида включений. Путем подбора их материалов можно управлять процессами разрушения в целом, увеличивая их объем в материале матрицы и уменьшая в материале включений, либо наоборот.

6.3.3. Расчет нагружения неоднородной алюминиевой пластины

Изучение поведения неоднородной алюминиевой преграды в условиях нагружения плоским ударным импульсом продиктовано широким использованием алюминия в качестве конструкционного материала. Применение алюминия, а также сплавов на его основе в отдельных элементах конструкций, работающих в условиях короткоимпульсных нагрузок, внесло существенный вклад в развитие многих отраслей техники, в том числе ракетно-космической.

Для выявления влияния наличия неоднородностей в алюминиевой пластине на процесс ее разрушения была проведена серия вычислительных экспериментов, где в качестве включений использовались следующие материалы и сплавы: парафин, бериллий, сталь, медь, медный сплав, вольфрамовый сплав ВНЖ, алюминиевые сплавы с увеличенным на 40 % значениями σ_k и σ_T [18, 40].

Расчеты проведены при помощи разработанной методики численного моделирования для двумерного случая плоской симметрии. Начальная амплитуда ударной волны равнялась 125 м/с.

На рис. 6.19 представлены рассчитанные конфигурации однородной алюминиевой преграды в моменты времени 4, 8, 12 мкс. Если проследить полученные результаты по времени, то можно обнаружить, что за-

рождение очагов разрушений (в этой и во всех других задачах) начинается несколько раньше, чем в случае стальной преграды, что объясняется разностью скоростей волн. Так, на 4-й мкс на расстоянии 3 мм от свободной поверхности уже произошло формирование откольной тарелочки.

На рис. 6.19, *з* приведен профиль скорости тыльной поверхности однородного алюминиевого образца. Видно, что при выходе ударной волны на тыльную поверхность догоняющая волна разгрузки уже понизила значение скорости с 250 до 203 м/с. В отличие от волнового профиля, рассчитанного в варианте однородного стального образца, в этом случае на графике наблюдается большее количество колебаний за фронтом волны. Это объясняется тем, что приповерхностный слой в откольной тарелочке был менее поврежден. На момент времени окончания счета $t_k = 12$ мкс рассчитанная скорость тыльной поверхности была равной 142.2 м/с.

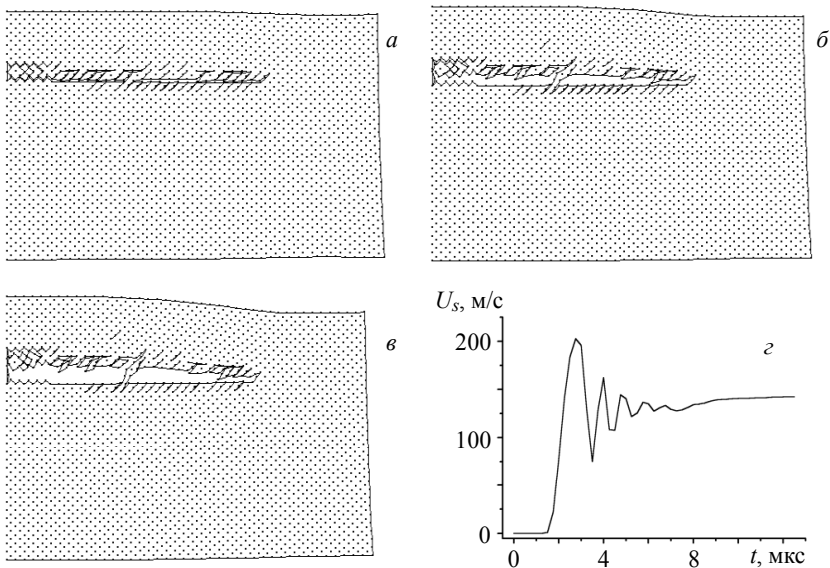


Рис. 6.19. Рассчитанные конфигурации и профиль скорости тыльной поверхности однородной алюминиевой пластины:

a – $t = 4$ мкс; *б* – $t = 8$ мкс; *в* – $t = 12$ мкс; *з* – $U_s(t)$

Результаты нагружения пластины с парафиновыми включениями показаны на рис. 6.20. В отличие от стальной матрицы, в этом случае в однородной части алюминиевой преграды разрушений не выявлено. Наибольший объем разрушений зафиксирован в первом и третьем ряду включений. В данном расчете скорость тыльной поверхности так же, как для случая стальной матрицы, не регистрировалась.

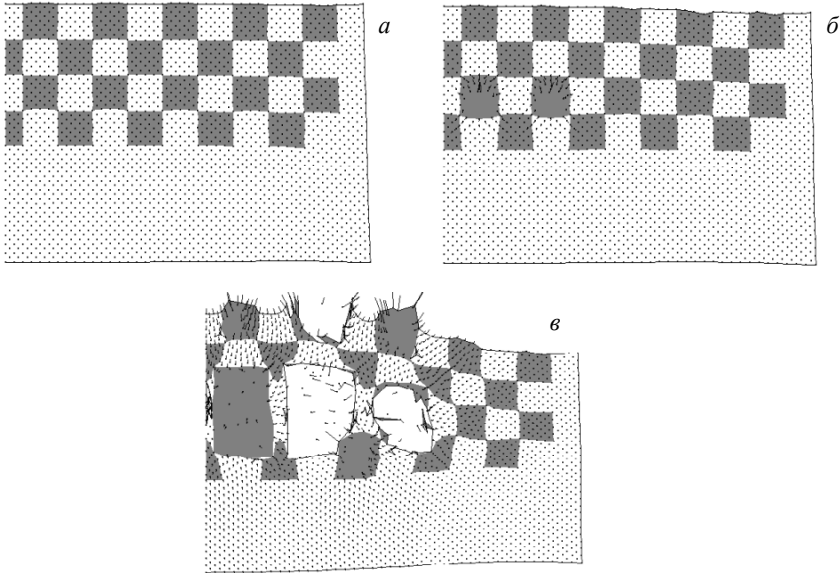


Рис. 6.20. Рассчитанные конфигурации пластины с парафиновыми включениями:
 $a - t = 0$ мкс; $b - t = 4$ мкс; $c - t = 8$ мкс

Следующим материалом включений был рассмотрен бериллий (рис. 6.21). В настоящее время бериллий также является весьма перспективным материалом в области авиа- и ракетостроения. В процессе счета установлено, что первые очаги разрушений зарождались в материале включений. Вследствие действия растягивающих напряжений на 4-й мкс произошла их локализация в одной плоскости, параллельной тыльной поверхности и проходящей по границе третьего и четвертого ряда включений. Фактически это означает, что если увеличить значение начальной амплитуды ударной волны, то в этом месте преграды может произойти откол.

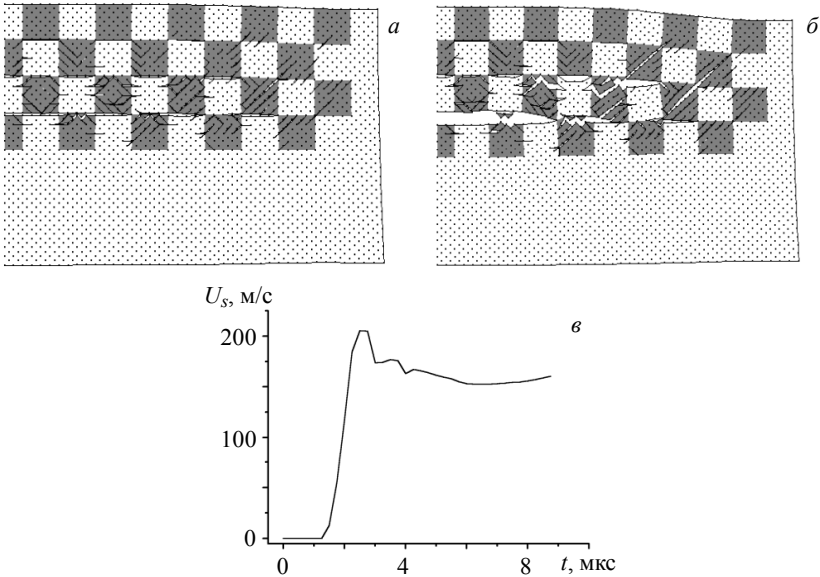


Рис. 6.21. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль образца с бериллиевыми включениями: *a* – $t = 4$ мкс; *б* – $t = 8$ мкс; *в* – $U_s(t)$

Волновой профиль для этой задачи представлен на рис. 6.21, *в*. Видно, что после выхода ударной волны на свободную поверхность догоняющая волна разгрузки понизила значение ее амплитуды с 250 до 205 м/с. Визуально форма профиля, рассчитанного для данного варианта, отличается от случая с однородной пластиной. С момента времени $t = 3$ мкс по $t = 9$ мкс наблюдаются слабые колебания, снижение и некоторый рост скорости. Получено, что в момент времени 10 мкс скорость тыльной поверхности данного образца была равной 160 м/с, т.е. на 12,5 % больше, чем в базовом варианте.

Основные этапы зарождения и развития очагов разрушений в пластине со стальными включениями проиллюстрированы в моменты времени 4, 8 и 12 мкс на рис. 6.22. Путем расчетов установлено, что на 2-й мкс появились первые очаги разрушения в материале матрицы между включениями во втором и третьем ряду. Наибольший объем разрушений матрицы зафиксирован в области второго и третьего рядов включений. Разрушений во включениях не обнаружено.

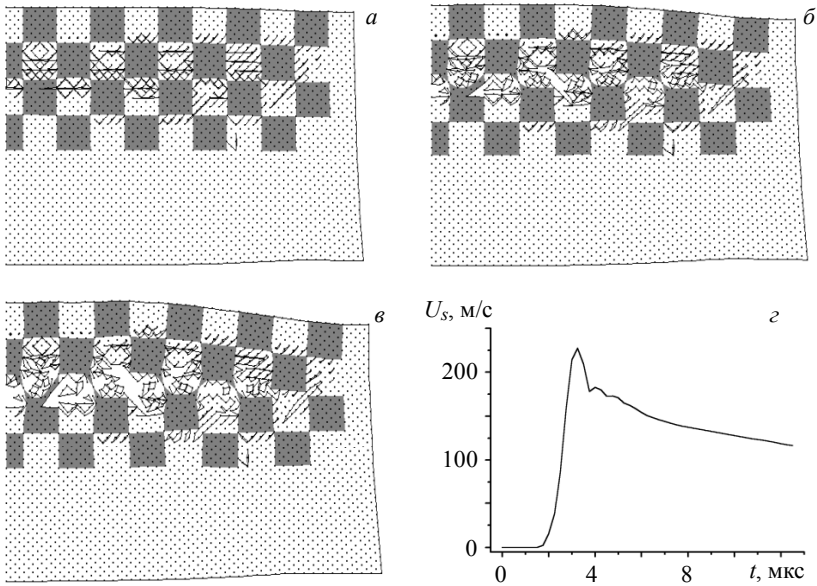


Рис. 6.22. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль образца со стальными включениями: $a - t = 4 \mu\text{с}$; $б - t = 8 \mu\text{с}$; $в - t = 12 \mu\text{с}$; $з - U_s(t)$

При сопоставлении формы рассчитанного профиля $U_s(t)$ с предыдущим вариантом (рис. 6.22 и 6.21) обнаружены качественные отличия. Так, в последнем случае с момента $t = 3 \mu\text{с}$ наблюдались слабые колебания и монотонное убывание скорости. При $t_k = 12 \mu\text{с}$ скорость тыльной поверхности была равной 118.5 м/с , т.е. на 18 % меньше, чем в варианте с однородной пластиной.

На рис. 6.23 и 6.24 приведены рассчитанные конфигурации алюминиевых пластин с включениями из меди и медного сплава, в котором откольная прочность и предел текучести матрицы были равны откольной прочности и пределу текучести включений. Из текущих рассчитанных конфигураций видно (см. рис. 6.23 и 6.24), что на 4-й мкс в обоих вариантах основные разрушения сосредоточены в области второго и третьего ряда включений как в материале матрицы, так и в материале включений. В первом случае (см. рис. 6.23) на 6-й мкс вследствие их локализации сформировалось несколько магистральных трещин.

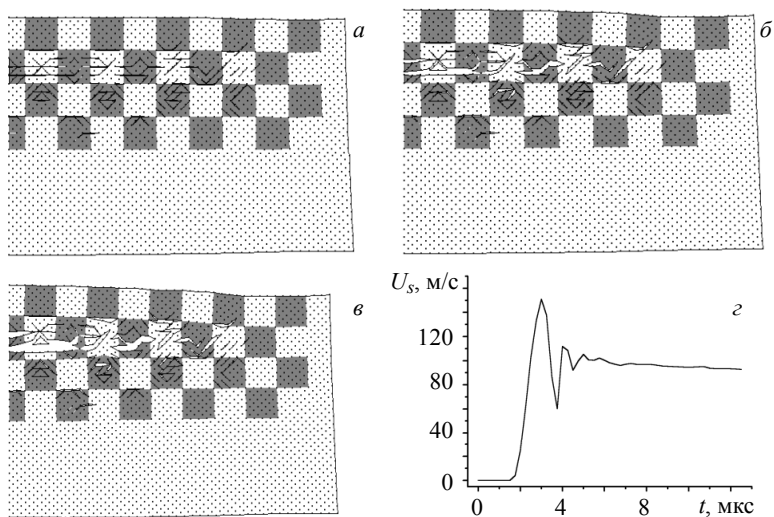


Рис. 6.23. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины с включениями из меди: а – $t = 4$ мкс; б – $t = 8$ мкс; в – $t = 12$ мкс; г – $U_s(t)$

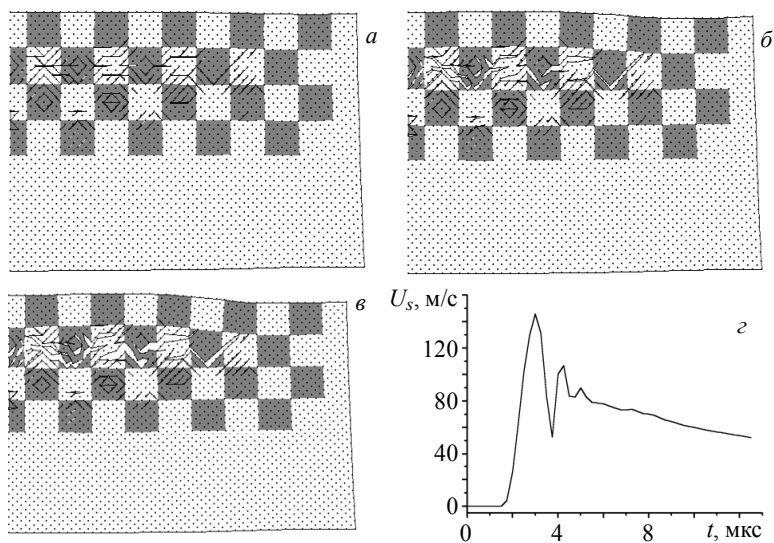


Рис. 6.24. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины с включениями из медного сплава: а – $t = 4$ мкс; б – $t = 8$ мкс; в – $t = 12$ мкс; г – $U_s(t)$

Волновые профили для данных вариантов представлены на рис. 6.23, *г* и 6.24, *г*. В момент времени $t = 3$ мкс в первом случае скорость тыльной поверхности была равной 151.0 м/с, т.е. на 25.6 % меньше, чем в базовом варианте. Во втором – расхождение с базовым вариантом увеличилось до 30 %. С 3-й по 6-ю мкс на обоих графиках наблюдаются осцилляции скорости. При $t_k = 12$ мкс в первом варианте скорость была равной 93.4 м/с, а во втором – 53.8 м/с. Это соответственно на 34.3 и 62 % меньше, чем в варианте с однородной алюминиевой пластиной.

Результаты расчетов ударно-волнового нагружения алюминиевой пластины с ВНЖ включениями показаны на рис. 6.25. Установлено, что на 4-й мкс в средней части пластины отмечены слабые, едва заметные разрушения в материале матрицы. Далее, вследствие действия растягивающих напряжений, область разрушений распространяется на второй и третий ряд включений. На волновом профиле после выхода ударной волны на тыльную поверхность скорость была равной 78.8 м/с, что является наименьшей величиной из всех рассмотренных в данном параграфе вариантов (см. рис. 6.25, *в*).

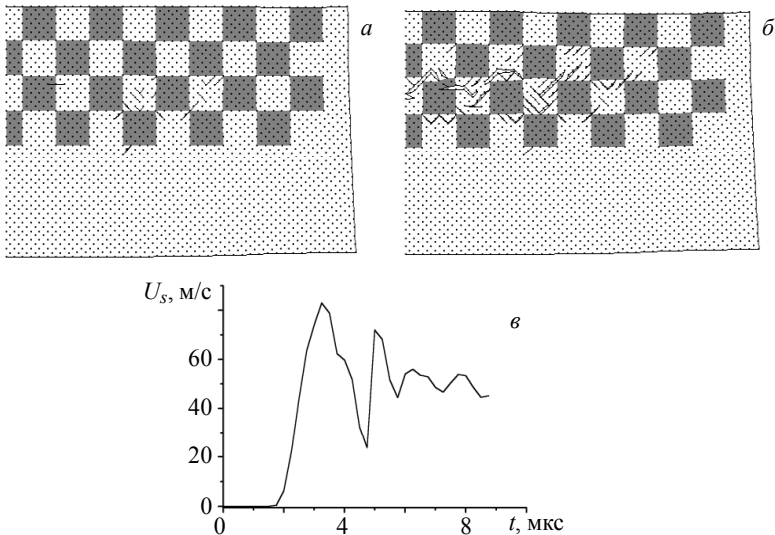


Рис. 6.25. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль образца с ВНЖ включениями: *а* – $t = 4$ мкс; *б* – $t = 12$ мкс; *в* – $U_s(t)$

Далее проводились расчеты неоднородных образцов с включениями из алюминиевого сплава с увеличенным на 40 % значением откольной прочности σ_k (рис. 6.26) и алюминиевым сплавом с увеличенным на 40 % значением σ_T (рис. 6.27). В первом варианте первые очаги разрушения появились в материале матрицы на расстоянии 2.8 мм от свободной поверхности. Зона разрушений в данном образце имела форму узкой полосы, расположенной на границе второго и третьего ряда включений в материале матрицы. На рис. 6.27 очаги разрушения также появились на расстоянии 2.8 мм от границы, но в процессе счета слились в магистральную трещину. Отмечены слабые разрушения материала матрицы и включений.

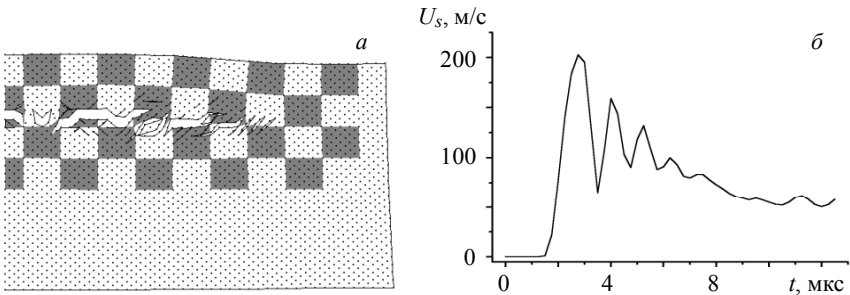


Рис. 6.26. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль образца с алюминиевыми включениями ($\sigma_k \times 1.4$): а – $t = 12$ мкс; б – $U_s(t)$

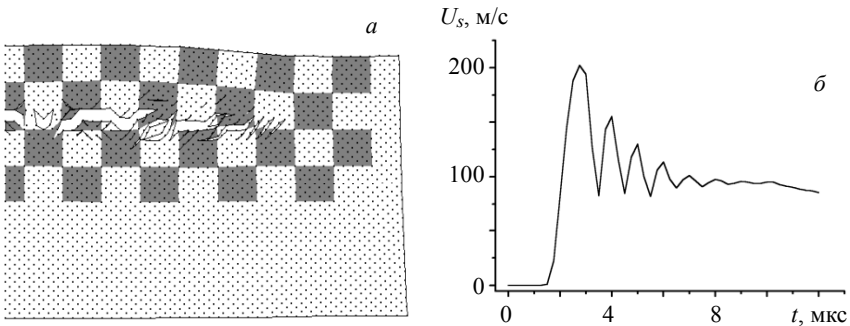


Рис. 6.27. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль образца с алюминиевыми включениями ($\sigma_T \times 1.4$): а – $t = 12$ мкс; б – $U_s(t)$

Волновые профили, рассчитанные для обоих вариантов, представлены на рис. 6.26, б и 6.27, б. Видно, что при $t = 3$ мкс скорость тыльной поверхности в обеих задачах была равной 202.6 м/с, что в свою очередь совпадало с вариантом расчета однородной алюминиевой пластины. Далее на графиках наблюдаются колебания скорости за фронтом ударной волны, связанные с отражением волн между поверхностью образца и откольной тарелочки. На момент времени окончания счета в пластине с включениями из алюминиевого сплава с увеличенным на 40 % значением откольной прочности σ_k скорость тыльной поверхности была равной 58.0 м/с. В пластине с включениями из алюминиевого сплава с увеличенным на 40 % значением σ_T скорость равнялась 85 м/с. В свою очередь, это на 59 и 40 % меньше, чем в базовом варианте.

В табл. 6 представлены полученные в расчетах вид и степень разрушения исследуемых преград.

Таблица 6.6

Вид и степень разрушения неоднородных алюминиевых пластин при нагружении плоской ударной волной

Материал включений	ρ_0	σ_k	Вид разрушений
2-1 Ал. сплав	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{kM} = \sigma_{kB}$	Откол
2-2 Парафин	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{kM} > \sigma_{kB}$	Разрушения во включениях
2-3 Бериллий	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{kM} > \sigma_{kB}$	Средняя степень разрушения
2-4 Сталь	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{kM} < \sigma_{kB}$	Разрушения матрицы
2-5 Медь	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{kM} < \sigma_{kB}$	Средняя степень разрушения
2-6 Медный сплав	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{kM} = \sigma_{kB}$	Средняя степень разрушения
2-7 ВНЖ	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{kM} < \sigma_{kB}$	Слабые разрушения матрицы
2-8 Ал. сплав ($\sigma_k \times 1.4$)	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{kM} < \sigma_{kB}$	Слабые разрушения матрицы
2-9 Ал. сплав ($\sigma_T \times 1.4$)	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{kM} = \sigma_{kB}$	Слабые разрушения матрицы

На основе проведенной серии вычислительных экспериментов по нагружению плоской ударной волной неоднородной алюминиевой пластины установлено следующее. Наличие инородных включений в матрице алюминиевой пластины приводит к существенному изменению вида и степени разрушения. Путем подбора материала включений можно управлять процессами разрушения всего образца.

6.3.4. Расчет процесса взаимодействия компактного ударника с неоднородной стальной преградой

Схема нагружения компактным ударником стальных неоднородных преград показана на рис. 6.28. Размер ударника в сечении составляет 5×5 мм, а преграды – 8×40 мм. Соударение происходит по нормали при начальной скорости 500 м/с. Расчетная область разбивалась «конвертом» на 10 000 элементов. На контактной поверхности задано условие скольжения. Серия вычислительных экспериментов проведена при помощи разработанной методики компьютерного моделирования для двумерного плоского случая. В процессе счета фиксировались скорость центра масс ударника V_c , глубина его внедрения L_k , деформационная картина и области разрушения. На момент времени 16 мкс счет прекращался, так как при этом падение скорости ударника было незначительным, а объем и форма областей разрушений практически не менялись.

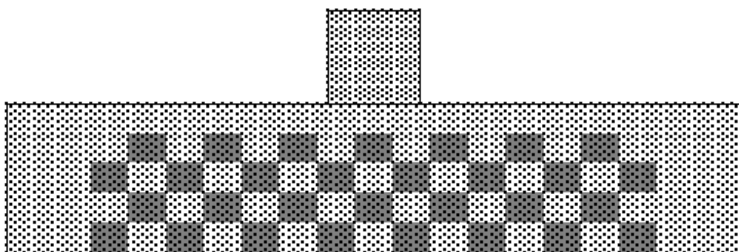


Рис. 6.28. К физической постановке задачи

С целью выявления влияния наличия неоднородностей в стальной пластине на процесс ее разрушения были решены задачи об ударном нагружении стальной преграды с включениями из парафина, алюминия, меди, вольфрамового сплава. Кроме этого, в качестве материала включений использовались алюминиевый сплав со значением откольной прочности $\sigma_k = 2.9$ ГПа, а также стальные сплавы с $\sigma_T = 0.28$ ГПа и $\sigma_k = 1.9$ ГПа.

Графические иллюстрации к задаче о взаимодействии ударника с однородной стальной преградой приведены на рис. 6.29. Видно, что упругопластическое деформирование ударника и преграды происходит без разрушения материала вплоть до 16 мкс. Расчетным путем установ-

лено, что глубина проникания L_k в однородную преграду составила 2.2 мм при скорости центра масс ударника $V_c = 72.0$ м/с.

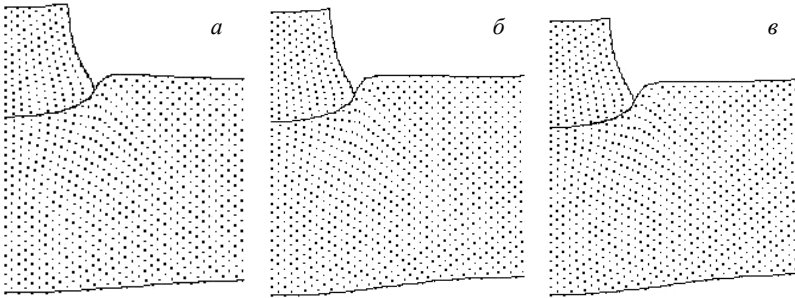


Рис. 6.29. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» однородной стальной преграды: $a - t = 8$ мкс; $b - t = 12$ мкс; $c - t = 16$ мкс

Следующим материалом включений был рассмотрен парафин (рис. 6.30). Согласно начальным условиям, прочностные свойства парафина являются нулевыми, поэтому в процессе счета все парафиновые включения оказались разрушенными. Видно, что в средней части ударника образовалась область слабых разрушений. Показано, что развитие разрушений в материале преграды проходило с высокой интенсивностью. В момент времени $t_k = 16$ мкс скорость центра масс ударника V_c была равной 145.0 м/с, а глубина его внедрения $L_k = 3.8$ мм. Это соответственно на 101 и 72 % меньше, чем в варианте с однородной преградой.

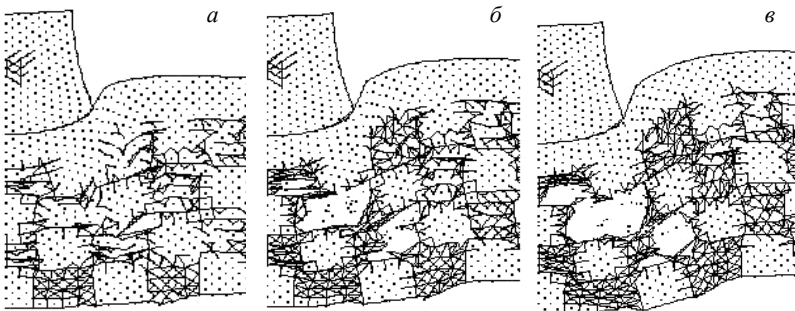


Рис. 6.30. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с парафиновыми включениями

На рис. 6.31 представлены текущие рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» для варианта с алюминиевыми включениями. Наибольший объем разрушений отмечен в материале включений, расположенных по ходу внедрения ударника вблизи тыльной поверхности преграды. Во включениях, находящихся у боковой поверхности, выявлены слабые, едва заметные разрушения. В материале ударника обнаружена область разрушений, объем которой был меньше, чем в предыдущем случае. Глубина проникания здесь была на 45 % больше, чем в базовом варианте, и составила 3.3 мм. Скорость V_c равнялась 128.0 м/с, т.е. на 78 % больше, чем в варианте с однородной стальной преградой.

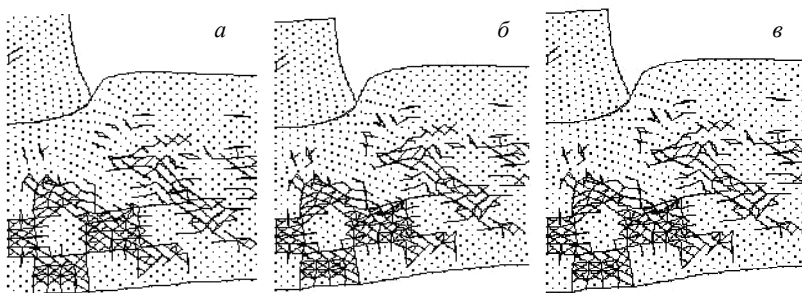


Рис. 6.31. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с алюминиевыми включениями: $a - t = 8$ мкс; $b - t = 12$ мкс; $c - t = 16$ мкс

Далее моделировался процесс пробития стальной неоднородной преграды с включениями из упрочненного алюминиевого сплава с $\sigma_k = 2.9$ ГПа. Таким образом, в данном варианте расчета откольная прочность матрицы была равна откольной прочности включений $\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$. Ввиду завышенного относительно предыдущего случая значения откольной прочности, процесс пробития этой преграды проходил без разрушения материала матрицы и включений. В материале ударника зафиксированы слабые, едва заметные разрушения (рис. 6.32). Рассчитанные значения L_k и V_c были равны 2.6 мм и 118.0 м/с соответственно, т.е. увеличение σ_k в данном случае привело к уменьшению относительно базового варианта значений рассматриваемых интегральных характеристик на 18 и 64 %.

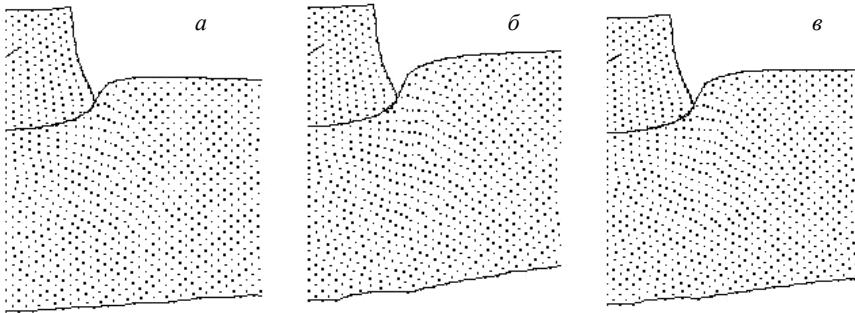


Рис. 6.32. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с включениями из алюминиевого сплава с $\sigma_k = 2.9$ ГПа: $a - t = 8$ мкс; $b - t = 12$ мкс; $v - t = 16$ мкс

Деформационная картина и области разрушения для варианта стальной преграды с медными включениями изображены на рис. 6.33. Развитие разрушений в процессе счета привело к расщеплению расчетных узлов и образованию новых свободных поверхностей, что в рамках используемой модели соответствует нарушению сплошности материала медных включений. Установлено, что с момента времени $t = 8$ мкс до $t_k = 16$ мкс объем разрушений в материале преграды практически не менялся и был средней степени интенсивности. В этом варианте область разрушений была смещена ближе к тыльной поверхности. Рассчитанная глубина внедрения L_k была равной 2.3 мм при скорости центра масс ударника $V_c = 80.4$ м/с. Это на 4.5 и 12 % больше, чем в случае однородной преграды.

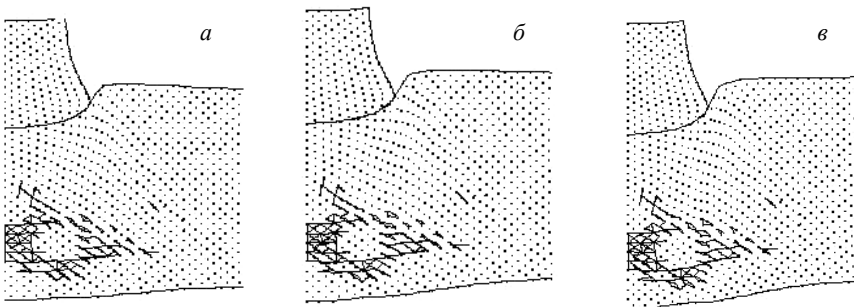


Рис. 6.33. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с медными включениями: $a - t = 8$ мкс; $b - t = 12$ мкс; $v - t = 16$ мкс

Для преграды с ВНЖ включениями в материале матрицы и включений разрушений выявлено не было (рис. 6.34). В данном варианте уровень пластической деформации ударника в радиальном направлении был наибольшим, а деформации преграды в осевом направлении – наименьшими из всех ранее рассмотренных. В этом случае глубина проникания L_k получилась на 9 %, а скорость V_c – на 44 % меньше, чем в варианте с однородной преградой.

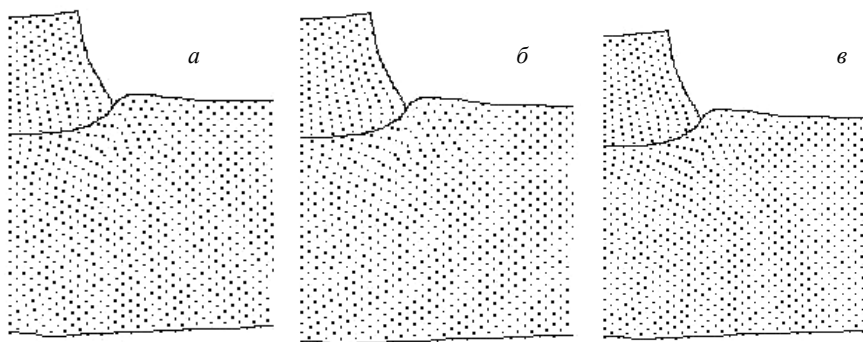


Рис. 6.34. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с ВНЖ-включениями: $a - t = 8$ мкс; $б - t = 12$ мкс; $в - t = 16$ мкс

Расчетным путем установлено, что в варианте с включениями из стального сплава с уменьшенным относительно матрицы до 0.28 ГПа значением σ_T при $t_k = 16$ мкс деформационная картина процесса ударного взаимодействия качественно воспроизводит все особенности предыдущего расчета (рис. 6.35). Однако рассчитанные значения L_k и V_c оказались больше и составили 2.0 мм и 80.3 м/с соответственно. Отсюда следует, что при уменьшении предела текучести до 0.28 ГПа полученные значения глубины внедрения и скорости центра масс ударника оказались на 17.6 и 11.5 % меньше, чем в варианте с однородной преградой.

Анализ напряженно-деформированного состояния преграды в варианте со стальными включениями с σ_k , уменьшенным относительно матрицы до 1.9 ГПа, показал, что зарождение и развитие очагов разрушений в ней происходило в материале преграды вблизи ее тыльной по-

верхности (рис. 6.36). Основной объем разрушений зафиксирован в третьем ряду включений. В ходе вычислительного эксперимента было установлено, что объем разрушений с 8-й по 16-ю мкс практически не менялся. Значения глубины L_k и скорости V_c в этом варианте были меньше, чем в предыдущем, и равнялись 1.8 мм и 71.1 м/с соответственно. Полученная глубина внедрения оказалась на 18 % меньше, чем в базовом варианте, а скорость V_c практически совпадала с ним.

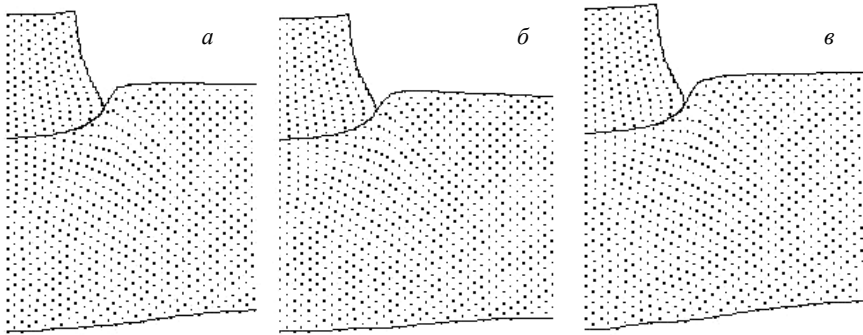


Рис. 6.35. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с включениями из стального сплава с $\sigma_T = 0.28$ ГПа: $a - t = 8$ мкс; $b - t = 12$ мкс; $v - t = 16$ мкс

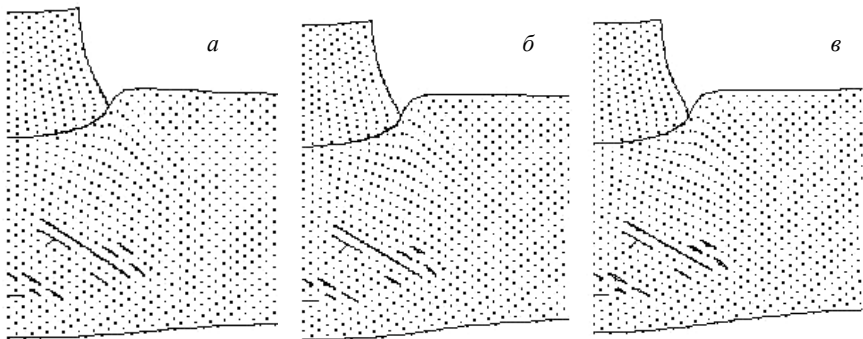


Рис. 6.36. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с включениями из стального сплава с $\sigma_k = 1.9$ ГПа: $a - t = 8$ мкс; $b - t = 12$ мкс; $v - t = 16$ мкс

Зависимости скорости центра масс ударника от времени V_c показаны на рис. 6.37. Кривые B , C , D , E , F относятся к однородной стальной преграде, преграде с алюминиевыми включениями, преграде с включениями из алюминиевого сплава с $\sigma_T = 0.28$ ГПа, преграде с медными включениями и преграде с ВНЖ-включениями соответственно.

На графиках данных зависимостей можно выделить две области снижения скорости ударников. Приблизительно до $t = 4$ мкс происходит быстрое, а после $t = 8$ мкс – медленное снижение скорости. В момент времени 16 мкс наибольшее значение скорости, равное 128.0 м/с, имеет ударник в варианте с преградой с алюминиевыми включениями, а наименьшее значение, равное 40.0 м/с, – в варианте с преградой с включениями из вольфрамового сплава.

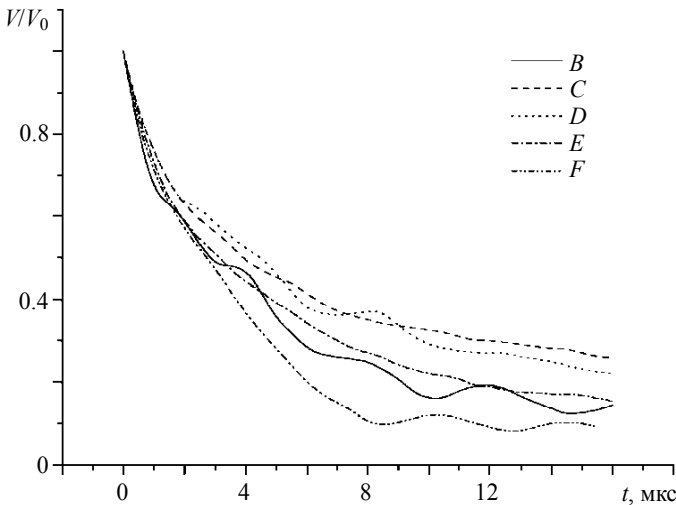


Рис. 6.37. График зависимости скорости центра масс ударника от времени $V_c(t)$

На некоторых кривых $V_c(t)$ по мере снижения скорости присутствуют колебания, которые можно объяснить волновым характером деформационного процесса. При детальном анализе было установлено, что колебания скорости центра масс ударника $V_c(t)$ на рис. 6.37 имеют место в тех случаях, в которых упругопластическое деформирование преград

проходило без нарушения сплошности либо со слабыми разрушениями материала. Если в преграде присутствовали заметные разрушения, то колебания на кривой $V_c(t)$ были незначительными, так как волны быстро затухали на разрушенном материале. На рис. 6.37 – кривая B , соответствующая варианту расчета нагружения однородной преграды, имеет наиболее заметные колебания скорости V_c из приведенных. Период колебаний здесь приблизительно равен 4 мкс, что соответствует времени прохождения ударной волной расстояния, примерно равного двум толщинам преграды. На кривой C колебания скорости V_c выражены слабо, что объясняется разрушениями материала образца с алюминиевыми включениями. На кривой D эти колебания присутствуют, но меньше, чем на кривой B . На кривой E , так же как и на кривой C , колебания скорости едва заметны, что объясняется наличием зоны разрушений, расположенной вблизи тыльной поверхности образца.

Таким образом, в тех вариантах расчета, в которых проникание ударника сопровождается обильным разрушением как материала матрицы, так и материала включений, на графике зависимости $V_c(t)$ колебания отсутствуют, что обусловлено быстрым затуханием волн, вызванным их многократным отражением от новых свободных поверхностей, появляющихся в материале преграды в процессе ее деформирования.

В табл. 6.7 представлены рассчитанные значения параметров L_k и V_c для всех упомянутых вариантов преград.

Таблица 6.7

Рассчитанные значения параметров L_k и V_c

Материал включений	ρ_0	σ_K	L_k , мм	V_c , м/с
3-1 Сталь	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	1.7	72.0
3-2 Парафин	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	3.8	145.2
3-3 Алюминиевый сплав	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	3.2	128.0
3-4 Ал. сплав ($\sigma_k = 2.9$ ГПа)	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	2.6	118.0
3-5 Медь	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	2.3	80.4
3-6 ВНЖ	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$	1.4	40.0
3-7 Ст. сплав ($\sigma_T = 0.28$ ГПа)	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	2.0	80.3
3-8 Ст. сплав ($\sigma_k = 1.9$ ГПа)	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	1.8	71.1

Из табл. 6.7 видно, что в тех случаях, когда начальная плотность матрицы больше начальной плотности $\rho_{0M} > \rho_{0B}$ и откольная прочность матрицы больше откольной прочности включений $\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$, значения L_k и V_c получаются наибольшими. При $\rho_{0M} < \rho_{0B}$ и $\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$ эти значения – наименьшие.

Расчетным путем показано, что увеличение откольной прочности σ_K в алюминиевых включениях до 2.9 ГПа (3-4) привело к уменьшению на 23 и 8 % соответственно значений L_k и V_c относительно варианта с неупрочненными включениями (3-3). При уменьшении предела текучести σ_T до 0.28 ГПа (3-7) выявлено, что деформационная картина разрушения при $t_k = 16$ мкс качественно воспроизводила все особенности расчета однородного стального образца (3-1), однако полученные интегральные характеристики были на 17.6 и 11.5% меньше. При уменьшении откольной прочности σ_K до 1.9 ГПа (3-8) в материале преграды выявлены слабые разрушения, при этом глубина внедрения L_k оказалась на 18%, а скорость V_c – на 5 % меньше, чем в базовом варианте.

Получено, что при нагружении структурно-неоднородных преград плоским ударным импульсом в процессе их разрушения определяющую роль играет характеристика, отвечающая за образование отрывных разрушений. Наименьший объем разрушений отмечен в образцах с $\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$. Показано, что изменение плотности и предела текучести σ_T включений на процесс разрушения имело слабое влияние. Расчеты показали, что при действии компактного ударника на процесс разрушения рассмотренных преград основное влияние оказывала также величина откольной прочности включений. Изменение плотности и предела текучести материала включений приводило к некоторому изменению значений глубины L_k и скорости V_c . Установлено, что в вариантах, в которых проникание ударника сопровождалось обильным разрушением материала преграды, на графике зависимости $V_c(t)$ колебания отсутствуют. Это обусловлено быстрым затуханием волн, вызванным их многократным отражением от новых свободных поверхностей, появляющихся в материале преграды в процессе ее деформирования. Колебания на этой зависимости имеют место тогда, когда деформация преград проходит без нарушения сплошности либо со слабыми разрушениями.

6.4. Исследование пробивного действия комбинированных ударников

6.4.1. Постановка задачи

Актуальность исследований по изучению деформирования и разрушения осесимметричных комбинированных ударников обусловлена необходимостью поиска путей повышения эффективности действия поражающих элементов, в частности пуль стрелкового оружия. Особую важность имеют разработка и совершенствование «малошумного» или «бесшумного» стрелкового оружия, применение которого обусловлено задачами, стоящими перед разведывательными и антитеррористическими спецподразделениями.

Пули, имеющие начальную скорость выше 400 м/с, обладают высокой пробивной способностью, однако установка глушителя в этом случае является проблематичной. Крепление глушителя нарушает нормальную работу автоматики оружия, так как увеличение общей массы подвижных частей уменьшает скорость отката ниже минимально необходимой. Кроме того пуля, вылетающая из ствола со скоростью выше скорости звука в воздухе, создает ударную волну, мощность звука которой соизмерима со звуком истекающих в момент выстрела пороховых газов, что сводит на нет весь эффект от установки глушителя. Наиболее эффективно глушители работают на системах с дозвуковой начальной скоростью пули, однако в этом случае они имеют слабое пробивное действие, и поэтому единственным способом его повышения является поиск оптимальной конструктивной компоновки, удовлетворяющей требованиям технологии производства и функционирования. Оружие с низкой начальной скоростью востребовано также там, где применение более мощного оружия неприемлемо ситуативно, например на борту воздушного судна во время полета.

В настоящем разделе при помощи разработанных средств математического моделирования исследовался процесс пробития преград ударниками, соответствующими по массо-габаритным характеристикам 9-мм винтовочной пуле.

Известно, что ударники одного диаметра и массы, но разной формы и компоновки обладают разным пробивным и проникающим действием, которое может меняться в зависимости от начальных условий процесса [23, 29, 35, 39, 41, 42]. В связи с этим в работе рассмотрены ударники оживальной и затупленной формы, оболочечные и полуоболочечные.

Конструктивно ударники являются телами вращения и состоят из трех элементов: стальной оболочки, свинцовой рубашки и сердечника. Внешний диаметр оболочки равен 9.25 мм, толщина – 0.5 мм, масса 3.5 г, материал – мягкая сталь. Диаметр сердечника равен 7.4 мм, материал – сталь У10А, масса 9.9 г. Масса рубашки – 1.6 г. Материал преграды: сплав Д16, сталь 3, высокопрочная сталь (ВПС), титан. Скорость удара 290 м/с. На рис. 6.38 приведены обозначения и схемы ударников в разрезе. Диаметры и массы всех составных частей разных ударников равны. Ударники с оживальной формой головной части (ГЧ) обозначены как: В1 – оболочечный, В2 – оболочечный, В3 – с затупленным сердечником. Ударник В4 – затупленный, оболочечный.

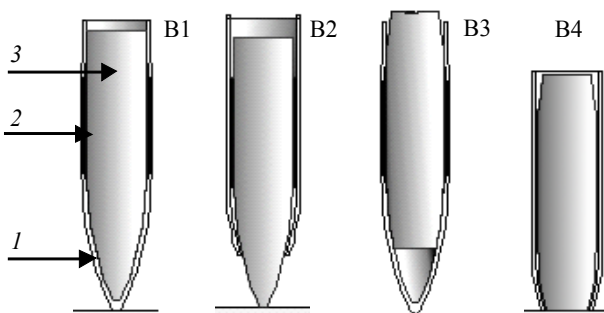


Рис. 6.38. Начальные конфигурации ударников В1 – В4:
1 – стальная оболочка, 2 – свинцовая рубашка, 3 – стальной сердечник

6.4.2. Влияние компоновки и формы ударника на его пробивное действие

Результаты вычислений в виде текущих конфигураций «ударник – мишень» представлены на рис. 6.39 для преграды из сплава Д16 толщиной 4 мм. Характер процесса и его длительность, а также конечный результат для каждого типа ударников вполне определяется его компоновкой. Ударники В1 и В2 прокалывают материал преграды. По мере внедрения они раздвигают и уплотняют его вокруг головной части и одновременно вытесняют материал вначале на лицевую, а затем – на тыльную стороны преграды. Ударники В3 и В4 перфорируют преграду, срезая в ней пробку, которая образуется вследствие запредельных для данного материала сдвиговых напряжений, возникающих по диаметру затупленной головной части. Во всех четырех случаях оболочка и рубашка снимаются с сердечника и остаются на лицевой стороне преграды.

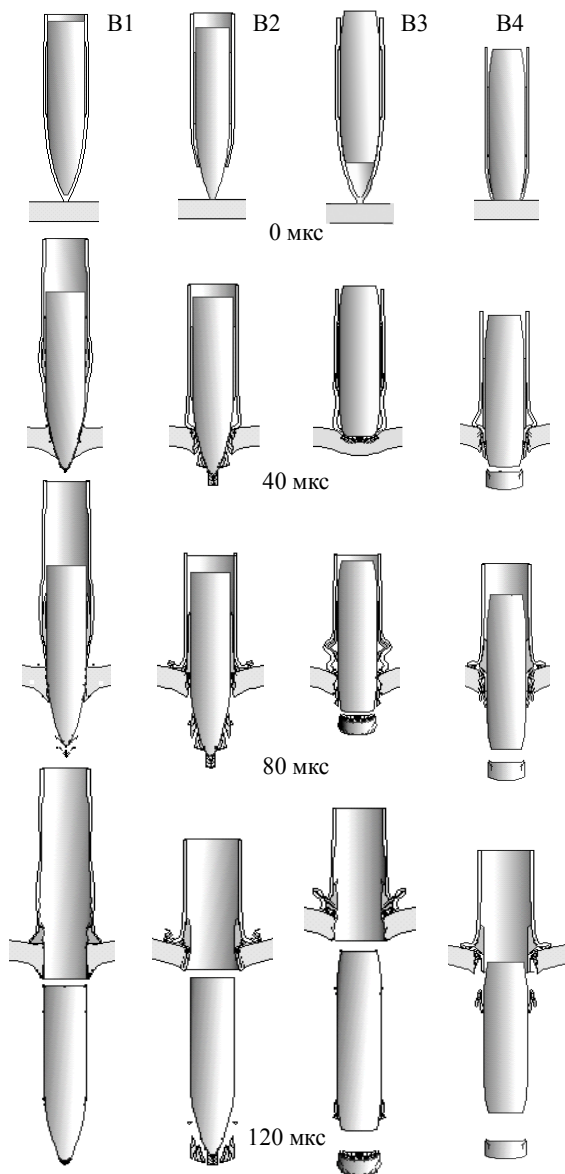


Рис. 6.39. Взаимодействие ударников В1 – В4 (сердечник из стали У10А) с 4-мм дюралевой преградой

Везде, где пробка срезается, она движется с большей, чем ударник скоростью, поэтому расстояние между ударником и пробкой с течением времени увеличивается. Форма и остаточные размеры оболочки, сердечника и пробки, полученные в расчетах и экспериментах, соответствуют друг другу [23, 29].

На рис. 6.40 приведены конфигурации, иллюстрирующие результат ударного взаимодействия ударников В1–В4 с дюралевыми плитами толщиной 8 мм. На рисунке видно, что характер взаимодействия ударников с преградой толщиной 8 мм аналогичен варианту с преградой в 4 мм, т.е. ударники В1 и В2 пробивают преграду по типу прокола, а ударники В3, В4 срезают пробку. В вариантах В1 и В2 видно, что материал преграды вытесняется на ее лицевую сторону, в отличие от вариантов В3 и В4, где вытеснение полностью отсутствует. На рисунке видно, что оболочка отскакивает от лицевой поверхности преграды вследствие упругой реакции материала.

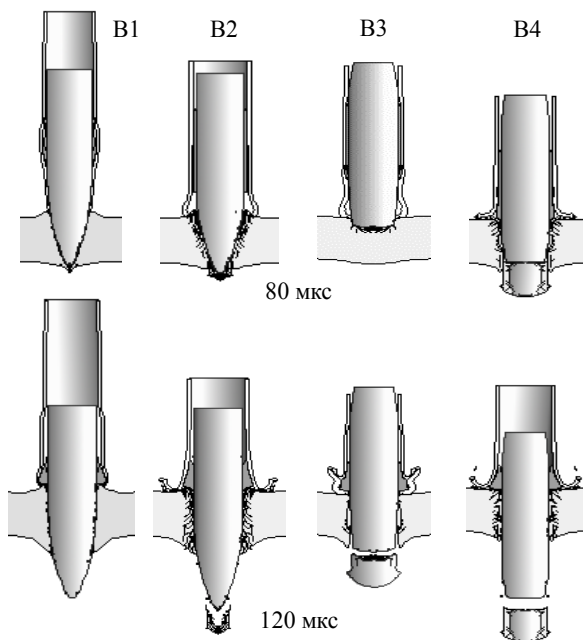


Рис. 6.40. Взаимодействие ударников В1 – В4 (сердечник стали У10А) с 8 мм дюралевой преградой

На рис. 6.41 приведены рассчитанные конфигурации «ударник–мишень» в варианте со стальной плитой толщиной 4 мм. Механизм пробития преград в этом случае остается прежним, т.е. ударники В1 и В2 прокалывают преграду, а ударники В3 и В4 срезают пробку.

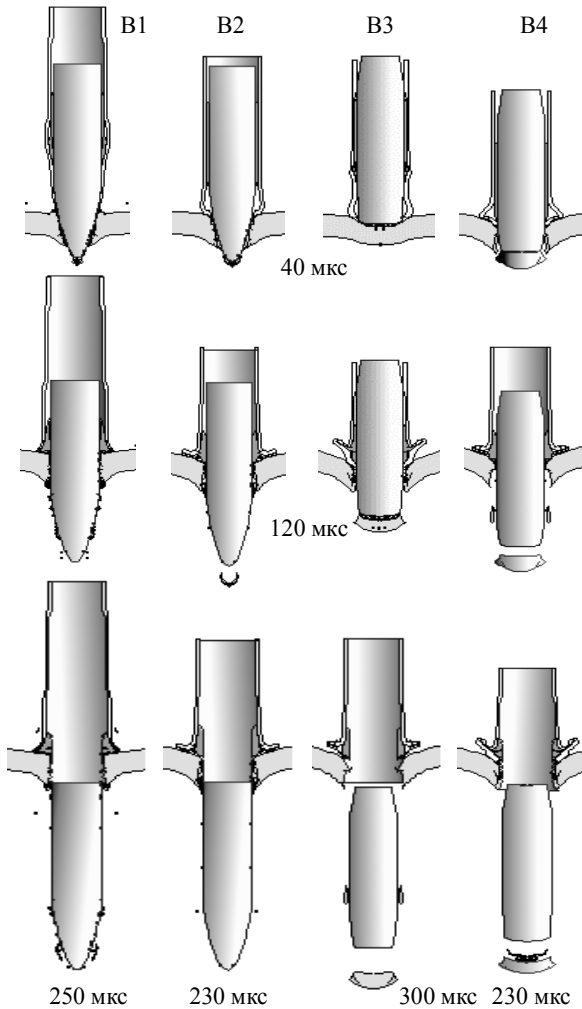


Рис. 6.41. Взаимодействие ударников В1 – В4 (сердечник из стали У10А) с 4 мм стальной (Ст.3) плитой

Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» в варианте со стальной плитой толщиной 8 мм приведены на рис. 6.42. В данном случае ни один из ударников не перфорирует преграду, однако следует отметить, что ударники с классической оживальной головной частью, в отличие от затупленных, проникают в преграду гораздо глубже.

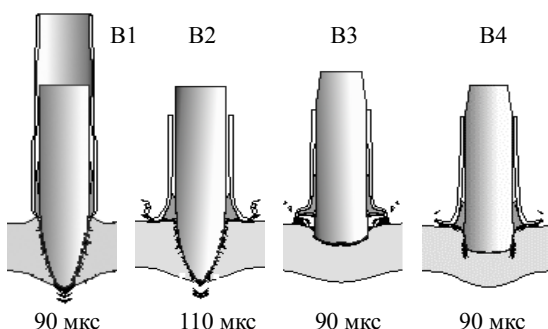


Рис. 6.42. Взаимодействие ударников В1 – В4, (сердечник из стали У10А) с 8 мм стальной (Ст.3) плитой

На рис. 6.43 приведены графики временных зависимостей относительных скоростей центров масс сердечников рассмотренных типов ударников. Отличия этих графиков друг от друга отражают характерный способ пробития преград. Например, внедрение ударников с оживальной головной частью (В1, В2) изображено относительно плавной кривой падения скорости центра масс сердечника, а затупленные ударники (В3, В4) теряют скорость значительно быстрее. Это вызвано тем, что сила сопротивления внедрению ударников с оживальной ГЧ растет плавно вслед за плавным увеличением поверхности контакта, в отличие от ударников с затупленной головной частью. Результаты проведенных расчетов сравнивались с экспериментальными данными, полученными на баллистическом стенде с использованием пороховой метательной установки [19, 25]. Начальные и запреградные скорости регистрировались индукционным датчиком и рамами-мишенями. Ошибка измерений не превышала 1 %. Окончательное значение запреградной скорости каждого типа ударника получено осреднением данных пяти опытов. Экспериментальные результаты и расчетные данные приведены в табл. 6.8.

Кроме вышеупомянутых данных в этой таблице приведены результаты расчетов пробития 4-миллиметровых преград из ВПС (предел те-

кучести 0.8 ГПа) и титана (предел текучести 0.6 ГПа), по которым экспериментальные данные отсутствовали. Однако экстраполяция расчетов на большее число материалов позволяет расширить базу параметрического исследования.

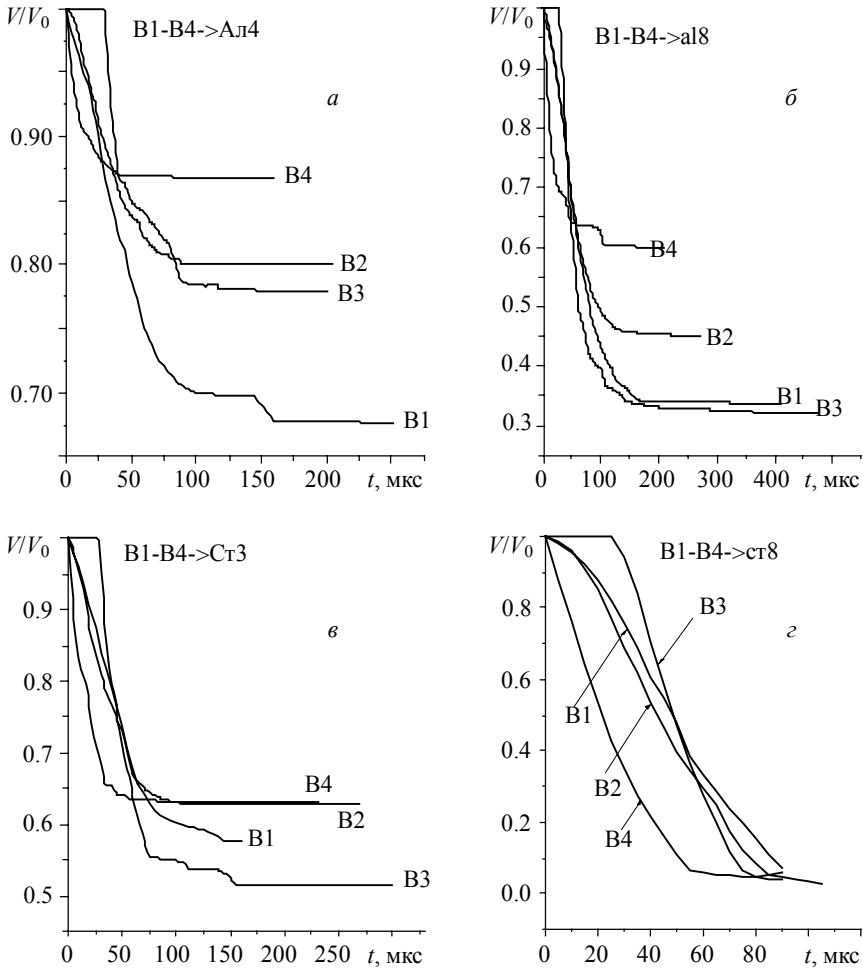


Рис. 6.43. Графики относительных скоростей центров масс сердечников В1–В4 (сердечник из У10А) при пробитии преград из Д16 и Ст.3: а – В1–В4 → Д16 (4 мм), б – В1–В4 → Д16 (8 мм), в – В1–В4 → Ст.3 (4 мм), г – В1–В4 → Ст.3 (8 мм)

Таблица 6.8

Запреградные скорости ударников В1-В4

Преграда			Запреградная скорость [м/с]				
			Д16 (4 мм)	Д16 (8мм)	Ст.3 (4 мм)	ВПС (4 мм)	Титан (4 мм)
Ударник	В1	Расчет	196	98	167	17*	115
		Эксп-т	190	95	166	---	---
	В2	Расчет	232	131	182	19*	148
		Эксп-т	241	135	186	---	---
	В3	Расчет	240	90	149	128	138
		Эксп-т	216	87	147	---	---
	В4	Расчет	253	169	182	161	216
		Эксп-т	258	173	188	---	---

Примечание: Значения скорости 17 м/с, помеченное *, зафиксировано на 220 мкс, а скорость 19 м/с – на 630 мкс внедрения в преграду. Полного пробития преграды не было.

На рис. 6.44 приведены конфигурации «ударник – мишень» для вариантов с преградой из ВПС в отдельные моменты времени. Ударники В1 и В4 перфорируют пластину на пределе сквозного пробития. Скорость ударника В1 на 220 мкс процесса равна 17 м/с, а скорость ударника В2 – 19 м/с на 630 мкс. Это значит, что в дальнейшем ударники либо застрянут в пробоине, либо выйдут из нее с незначительной скоростью.

Процесс пробития ударниками В1–В4 титановой пластины толщиной 4 мм показан на рис. 6.45. В этом варианте расчета все ударники пробивают пластину с хорошим запасом запреградной скорости. Характер пробития и относительные значения запреградных скоростей в последних вариантах расчетов те же, что и в предыдущих. На рис. 6.46 приведены графики относительных скоростей проникания ударников В1–В4 в преграды из ВПС и титана.

Расчитанные и полученные в эксперименте [23, 29] запреградные скорости ударников для всех рассмотренных вариантов приведены в табл. 6.8. Отсюда видно, что наибольшим пробивным действием для исследуемых здесь преград обладает ударник В4, а наименьшим – В1. Объяснением этого, с точки зрения устоявшихся представлений, неожиданного результата служит разница в механизме перфорации преград. В случае В1 перфорация преграды происходит по типу прокола, а в случае В4 – по типу срезания пробки, при котором затрачивается меньше энергии.

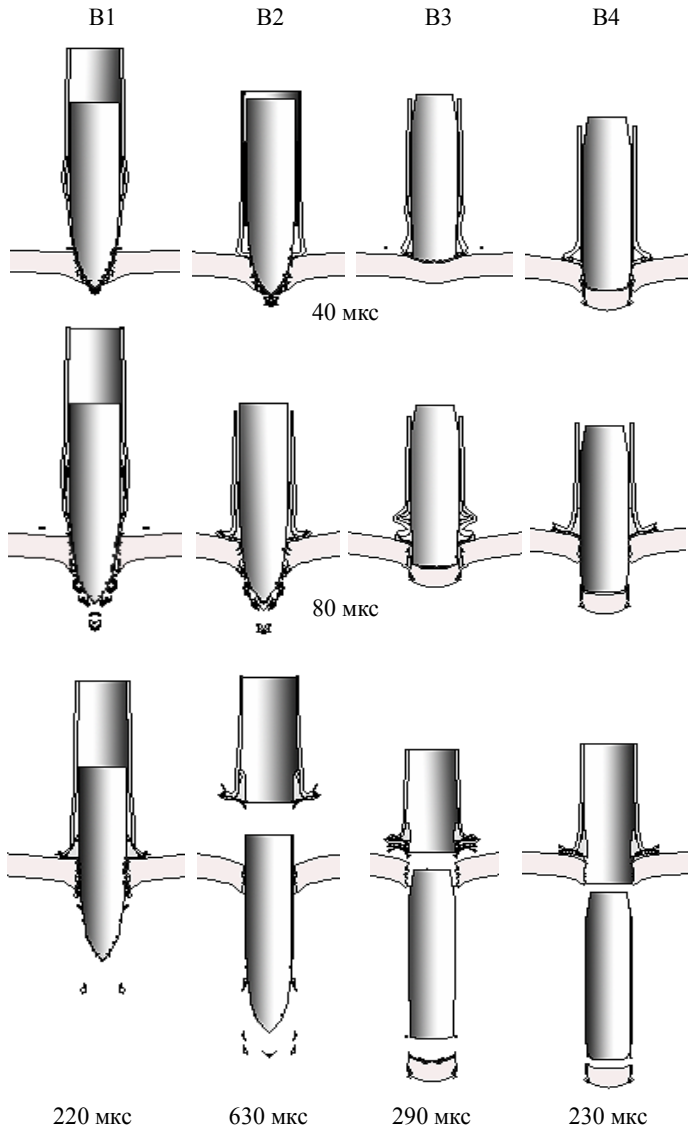


Рис. 6.44. Взаимодействие ударников В1 – В4 (сердечник из стали У10А) с 4 мм преградой из высокопрочной стали

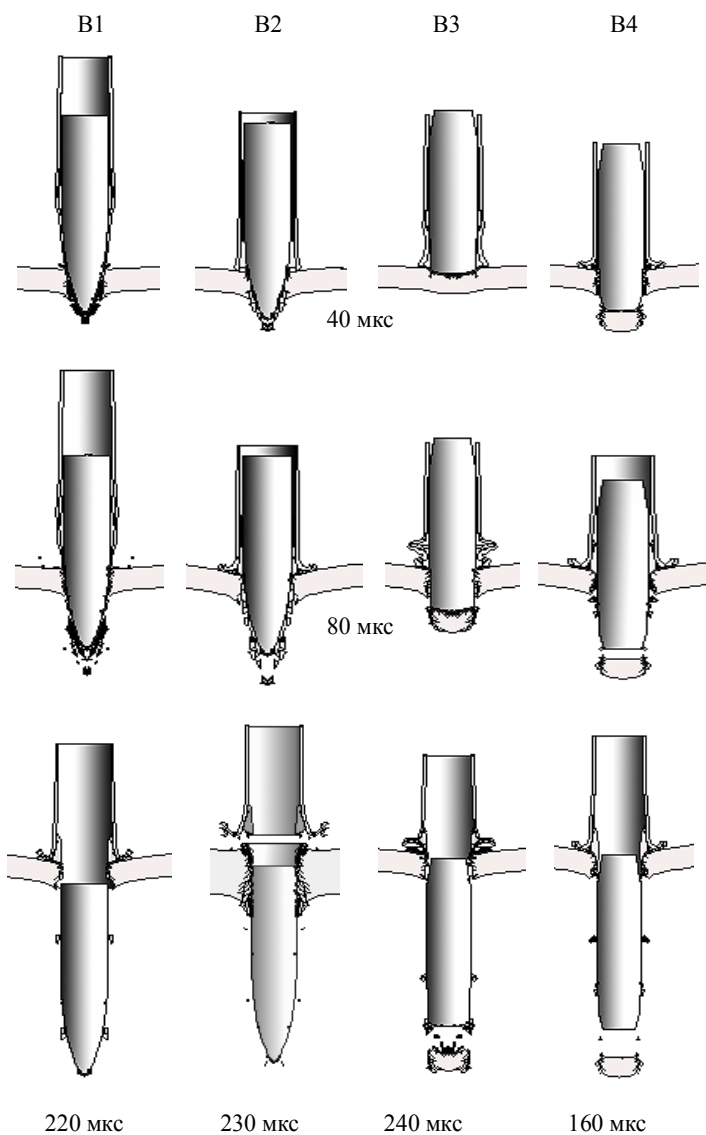


Рис. 6.45. Взаимодействие ударников В1 – В4 (сердечник из стали У10А) с 4 мм титановой преградой

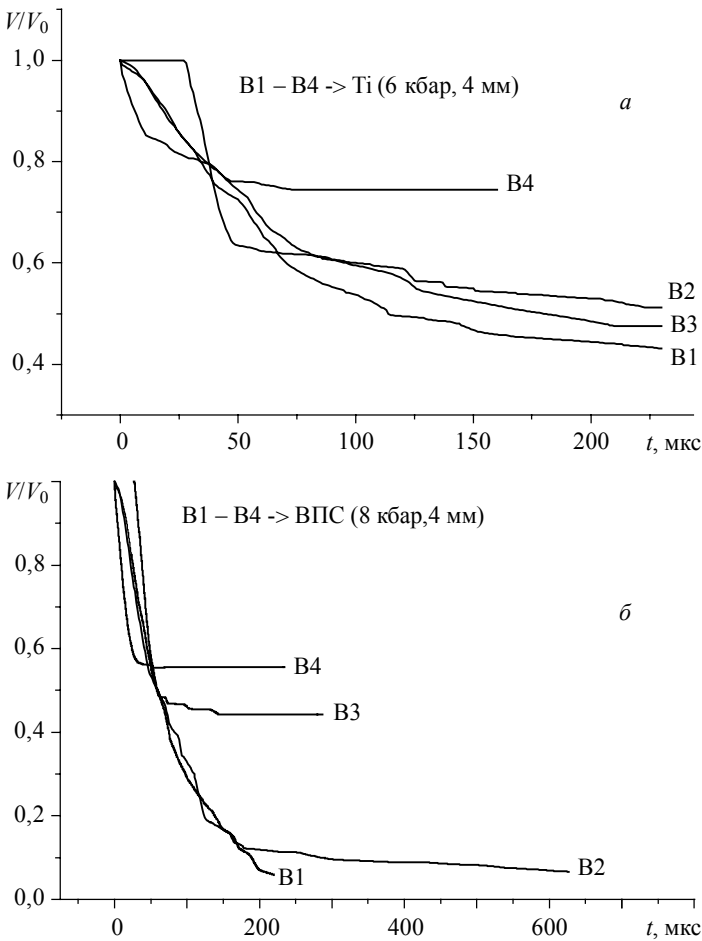


Рис. 6.46. Графики относительных скоростей ударников В1 – В4 (сердечник из стали У10А) при пробитии преград толщиной 4 мм из ВПС (а) и титана (б)

Что касается сравнения между ударниками В1 и В2, а также В3 и В4, которые схожи между собой по типу пробития преград, то разница между ними объясняется влиянием оболочки. В случае В2 отсутствие оболочки на части оживала уменьшает его сечение, а также необходимые энергзатраты на её деформацию и разрушение, как в случае В1.

Аналогичные причины в меньшей пробивной способности В3, по сравнению с В4, т.е. сердечник в В3 тратит начальную энергию дополнительно на деформацию, разрушение оболочки. Кроме того, часть разрушенной оболочки в случае В3 образует присоединённую массу к пробке, увеличивая её инерцию.

Таким образом, отвечая на поставленный вопрос о возможности влияния компоновки ударника на его пробивное действие, можно утверждать, что если принять за базовый ударник В1, то, изменив его компоновку, можно увеличить запреградную скорость на 4-мм стальной преграде на 13 %, на 4-мм дюралевого преграде – на 35 %, а на 8-мм дюралевого преграде – на 80 %. С другой стороны, если за базовый вариант сердечника взять сердечник ударника В4, то уменьшить его пробивное действие можно, скомпоновав его с оживальной оболочкой ударника В1.

6.4.3. Пробивное действие разрезных ударников

Одним из способов, позволяющим изменить пробивную способность ударника, является фрагментирование его сердечника, т.е. разрезание сердечника на части. Например, сердечники ударников В2 и В4 разрезаются по линии сопряжения оживальной и цилиндрической поверхности. Передняя часть сердечника, подталкиваемая задней частью, пробивает преграду в том же режиме, что и неразрезанный сердечник, а предполагаемый эффект от разрезания состоит в том, что передний фрагмент несколько меньшего диаметра, поэтому испытывает меньшее сопротивление внедрению. Кроме того, защемление, вызванное упругой разгрузкой, и трение о преграду принимает на себя задняя часть, не осложняя движение лидирующего фрагмента. Подбирая материал носового фрагмента (пробойника) и заднего фрагмента (толкателя) с различными физико-механическими характеристиками, очевидно, можно добиваться требуемых свойств ударника или снизить его стоимость заменой материала толкателя на менее дорогостоящий.

На рис. 6.47, *а* изображены текущие конфигурации при взаимодействии разрезного варианта ударника В2 с 4-мм стальной преградой, а на рис. 6.47, *б* – аналогичный вариант для В4. Видно, что для ударника В4 после пробития преграды в большей степени, чем для В1, наблюдается увеличение расстояния между составными частями сердечника, что свидетельствует о большей разнице в скоростях фрагментов сердечника.

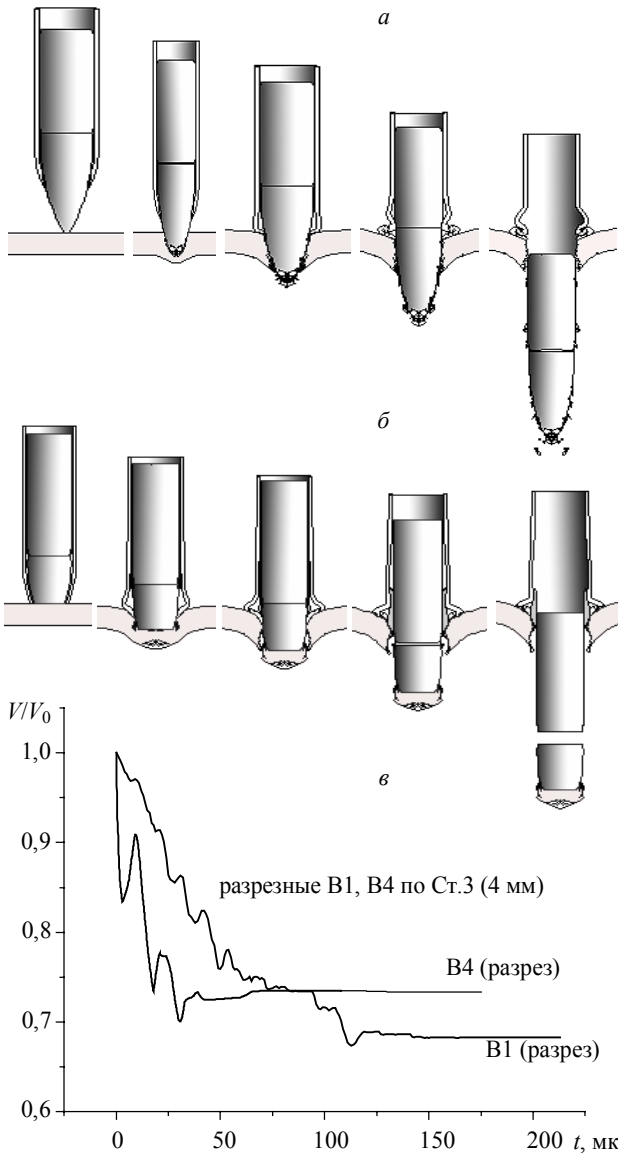


Рис. 6.47. Взаимодействие ударников В2, В4 (разрезной вариант) с 4-мм стальной (Ст.3) преградой

В табл. 6.9 приведены запреградные скорости ударников В2 и В4 со сплошными и разрезными сердечниками после пробития 4-мм стальной преграды. Разница между соответствующими табличными данными составляют для В2 11 м/с, а для В4 – 24 м/с.

Таблица 6.9

Результаты расчетов для сплошных и разрезных ударников

Ударник	Запреградная скорость, м/с	
	сплошной	разрезной
В2	186	197
В4	188	212

Запреградная скорость у пробойников разрезных сердечников выше, чем у сплошных, но необходимо помнить, что их масса значительно меньше общей массы сердечника.

Так, масса пробойника сердечника В2 – 3.85 г, В4 – 2.5 г, масса сердечника в целом 9.9 г, поэтому кинетическая энергия первых фрагментов сравнительно невелика. Кроме этого, вследствие небольших размеров у пробойников уменьшается продольная устойчивость, и в реальной ситуации они могут сместиться или повернуться боком в процессе внедрения. Такой вариант событий может уменьшить пробивную способность ударника в целом.

6.4.4. Поведение оболочки ударника при её взаимодействии с преградой

В подразделе 6.4.2 показано расчетами и подтверждено экспериментами влияние оболочки на пробивное действие ударника (варианты В1 и В2). В связи с этим проведена серия расчетов процессов соударения с преградами оболочки без сердечника, с целью выяснить степень разрушения оболочки и преграды. Расчеты проводились для удара одной оболочки без рубашки и оболочки со свинцовой рубашкой по дюралюминиевой и стальной пластинам толщиной 4 мм. Начальная скорость соударения 290 м/с.

На рис. 6.48 представлены начальная, конечная и промежуточные конфигурации оболочки при ее соударении с дюралюминиевой пластиной, что позволяет проследивать поэтапную деформацию оболочки. До 20 мкс носовая часть оболочки вначале сплющивается, а затем начинает прогибаться вовнутрь. Преграда получает незначительные повреждения

на лицевой стороне. К 50-й мкс оболочка теряет устойчивость, и уже её боковая сторона начинает прогибаться вовнутрь. Деформированная боковая часть оболочки приобретает характерный «виньеточный» профиль (100-я мкс), на сгибах оболочка разрушается, а её носовая часть отскакивает от преграды (150-я мкс).

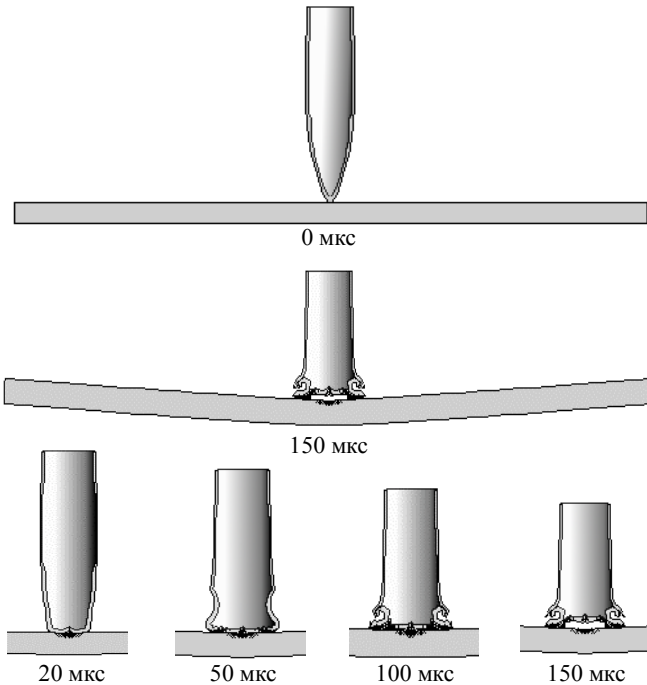


Рис. 6.48. Соударение стальной оболочки без рубашки с дюралюминиевой преградой, толщиной 4 мм. $V_0 = 290$ м/с

Следующий вариант расчета проводился при условиях, аналогичных предыдущему. В качестве преграды использовалась стальная 4 мм пластина. Деформация оболочки (рис. 6.49) проходила этапы сплющивания, разрушения носовой части (30-я мкс), потери устойчивости (50-я мкс) и образования «виньеток» (100-я мкс). На всех конфигурациях (30–180 мкс) можно наблюдать, как отколовшийся от носовой части фрагмент оболочки движется в направлении, противоположном первоначальному. Разрушений и прогиба преграды практически нет.

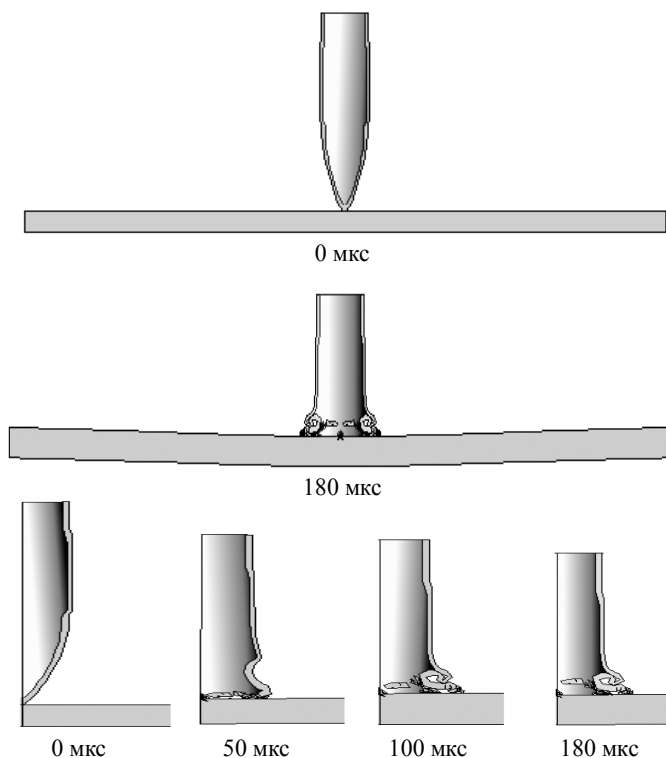


Рис. 6.49. Соударение стальной оболочки со стальной пластиной, толщиной 4 мм. $V_0 = 290$ м/с

На рис. 6.50 представлены результаты расчета процесса соударения оболочки со свинцовой рубашкой с дюралевой 4-мм пластиной. После торможения оболочки рубашка продолжает движение по инерции в направлении преграды и обтекает сминающуюся оболочку (50–170 мкс). В остальном характер взаимодействия оболочки с преградой подобен двум предыдущим вариантам. Отличие можно усмотреть в несколько большем прогибе и лицевом разрушении преграды.

Проведенные расчеты показывают, что разрушения, вызываемые собственно оболочкой и рубашкой, незначительны. Однако в совокупности с сердечником оболочка, как показано в 6.4.2, может влиять на пробивную способность ударника.

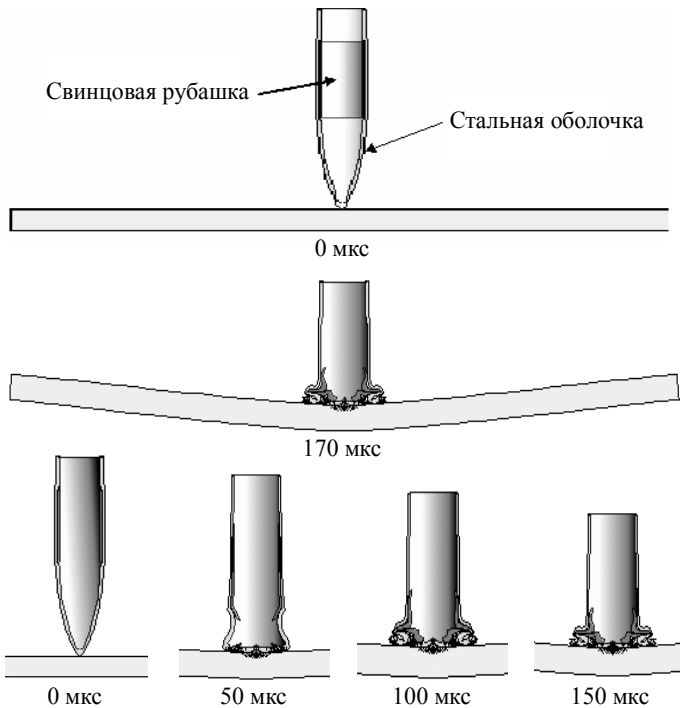


Рис. 6.50. Соударение стальной оболочки со свинцовой рубашкой с дюралюминиевой 4 мм преградой. $V_0 = 290$ м/с

6.4.5. Влияние начальной скорости соударения и предела текучести преграды на пробивное действие ударников

Различные начальные условия процесса ударного взаимодействия (скорость удара, форма, размеры и компоновка ударника, толщина преграды) и комбинации свойств материалов ударника и преграды приводят к различным конечным результатам. Так, в 6.4.2 было получено, что ударник В4 имеет пробивное действие выше, чем ударник В1 для преград из алюминиевого сплава и стали при скорости встречи равной 290 м/с. Сохранится ли данная тенденция для более высоких скоростей или для других значений предела текучести материала заранее однозначно сказать невозможно. В связи с этим были проведены вычислительные эксперименты для ударников В1 и В4 и 4- и 8-мм преград для начальных скоростей взаимодействия от 290 до 1050 м/с.

Рассчитанные конфигурации «ударник–мишень» для 8-ми миллиметровой дюралевой преграды представлены на рис. 6.51 и рис. 6.52. На рисунках видно как меняется характер перфорации преграды в зависимости от начальной скорости ударника. Отмечено, что при скорости

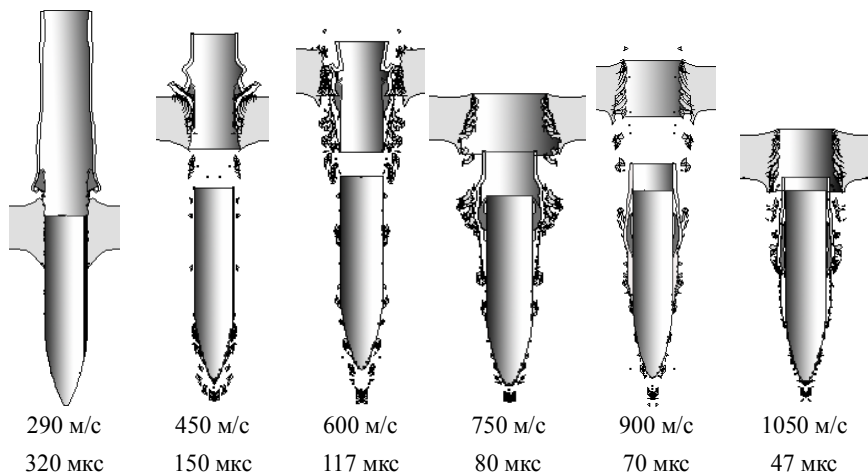


Рис. 6.51. Взаимодействие ударников В1 с 8 мм дюралевой преградой при различных начальных скоростях V_0

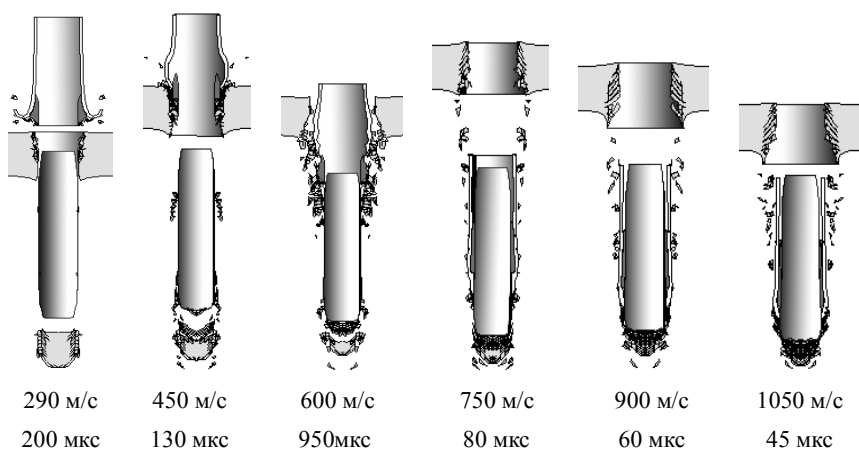


Рис. 6.52. Взаимодействие ударников В4 с 8-мм дюралевой преградой при различных начальных скоростях

взаимодействия до 500 м/с оболочки обоих ударников, разрушаясь в носовой части, деформируются и полностью снимаются с сердечников на лицевой поверхности преграды. При больших начальных скоростях оболочки и рубашки вместе с сердечниками полностью проникают в запреградное пространство. Пробитие преград при действии ударника В1 происходит по механизму прокола, а при действии ударника В4 – по механизму срезания пробки.

Аналогичные расчеты были проведены для дюралевой преграды толщиной 4 мм и стальных преград толщиной 4 и 8 мм. Рассчитанные зависимости относительных запреградных скоростей ударников от начальной скорости взаимодействия представлены на рис. 6.53. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что для всех вариантов взаимодействия существует точка инверсии пробивного действия рассмотренных ударников, т.е. существует такая начальная скорость, при которой оба ударника имеют равное пробивное действие. Влево от этой точки выше запреградная скорость ударника В4, а вправо – В1. Для 4-мм дюралевой преграды точка инверсии имеет место при начальной скорости удара, равной 920 м/с. Ударники В1 и В4 при данной скорости имеют равное пробивное действие. При увеличении толщины преграды до 8 мм начальная скорость удара, соответствующая точке инверсии, снижается до 430 м/с. Для стальной 4-мм преграды точка инверсии получилась при скорости равной 350 м/с, а для 8-мм стальной преграды – при 310 м/с.

Для выяснения влияния предела текучести материала преграды было проведено моделирование процесса взаимодействия ударников В1 и В4 со стальной 4-мм преградой. В расчетах при фиксированной скорости удара 290 м/с варьировался предел текучести от 0.1 до 0.8 ГПа. Результаты расчетов в виде зависимости относительной запреградной скорости ударника от предела текучести приведены на рис. 6.53, δ , откуда видно, что ударники В1 и В4 при $V_0 = 290$ м/с для стальной 4-мм преграды с пределом текучести 0.415 ГПа имеют равное пробивное действие. Влево от этой точки большим пробивным действием обладает ударник В1, а вправо – В4.

Объяснение существования точки инверсии следует связывать с различием в эволюции напряженно-деформированного состояния и процесса разрушения преграды и ударника, определяемые начальными условиями процесса и физико-механическими свойствами материалов.

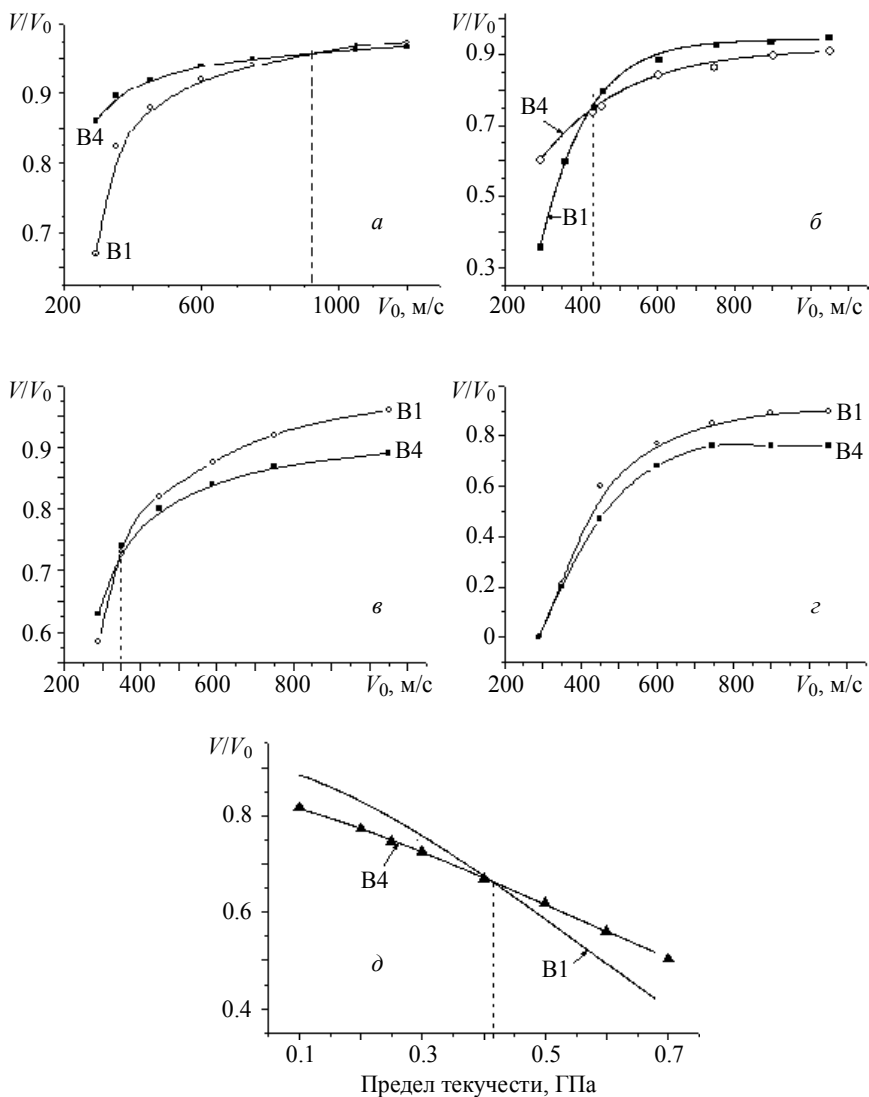


Рис. 6.53. Рассчитанные значения относительных запреградных скоростей ударников В1 и В4: *а* – сплав Д16, толщина преграды 4 мм; *б* – сплав Д16, толщина преграды 8 мм; *в* – сталь, толщина преграды 4 мм; *г* – сталь, толщина преграды 8 мм; *д* – сталь, толщина преграды 4 мм

С целью исключения влияния тыльной поверхности смоделировано проникание сердечников ударников В1 и В4 в полубесконечную преграду из сплава Д16. Начальная скорость задавалась равной 290 м/с. Результаты этих расчетов приведены на рис. 6.54. Можно отметить обширные сдвиговые разрушения в преграде, перед носовой частью сердечника В4, которые отсутствуют при внедрении сердечника В1. Глубина внедрения сердечника ударника В1 почти в два раза превышает глубину внедрения сердечника В4. Этот факт объясняется тем, что ударник с более обтекаемой головной частью испытывает меньшее сопротивление материала преграды при внедрении. Действительно, величина коэффициента формы ГЧ сердечника В1 меньше, чем сердечника В4.

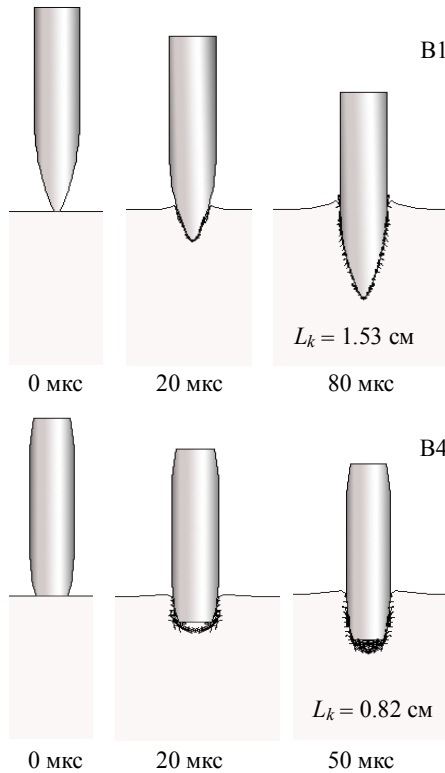


Рис. 6.54. Внедрение сердечников ударников В1 и В4 в «полубесконечную» дюралюминиевую преграду. $V_0 = 290$ м/с

Выводы

Проведенные исследования по ударно-волновому нагружению неоднородных материалов и конструкций позволили сформулировать следующие выводы:

1. На основе предложенного подхода для математического моделирования высокоскоростного деформирования сжимаемого, пористого, упругопластического материала, учитывающего в явном виде образование отрывных и сдвиговых разрушений, разработана новая модификация метода численного моделирования применительно к решению многоконтактных задач удара, в том числе глубокого внедрения ударников и сквозного пробития преград. Представляется возможным иметь полную информацию о напряженно-деформированном и термодинамическом состоянии элементов конструкции в любой момент времени, а также получить по времени всю картину внедрения, пробития и образования осколков с учетом ударно-волнового характера деформирования и разрушения как материала ударника, так и преграды.

2. Для случая плоской и осевой симметрии в двумерной постановке создан программный комплекс, позволяющий в интерактивном режиме подготавливать начальные данные, включая автоматическое разбиение расчетной области, осуществлять расчет в консольном режиме, а также проводить графическую и табличную обработку полученных результатов. В процессе счета можно отслеживать расчетные параметры среды (скорость, давление, напряжение и т.д.) как в целом по конфигурации, так и в отдельно интересующие оператора моменты времени и места. В любой выбранный момент времени можно вывести на экран монитора рассчитанные конфигурации, поля скоростей, изолинии параметров и их карт в заданных оператором цветах, а также площадки к главным напряжениям.

3. Путем решения ряда тестовых задач: о расчете амплитуд и скоростей ударных волн, о соударении двух одинаковых цилиндров, об ударе цилиндра по жесткой стенке, о пробитии сферическим ударником однородных и двухслойных преград и о глубоком внедрении ударников с оживальной головной частью в полубесконечные преграды – проведена проверка достоверности результатов численного моделирования. Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о перспективности разработанной методики для решения задач удара, связанных с процессами пробития и проникания.

4. Численным моделированием установлено, что при наличии в однородной пластине включений путем подбора их материалов можно управлять процессами разрушения преграды при различных начальных условиях нагружения с целью прогноза их стойкости. Получено, что при ударно-волновом нагружении структурно-неоднородных преград в процессе их разрушения определяющую роль играет характеристика, отвечающая за образование отрывных разрушений, и поэтому изменение других прочностных характеристик на процесс разрушения влияло слабо. При действии компактного ударника на процесс разрушения основное влияние оказывала также величина откольной прочности включений. Изменение плотности и предела текучести материала включений в этом случае приводило к некоторому изменению значений глубины внедрения и скорости ударника.

5. При помощи разработанных средств математического моделирования установлено, что при дозвуковой скорости взаимодействия за счет изменения компоновки и формы ударника можно существенно, в некоторых случаях до 80 %, увеличить его пробивное действие. Кроме того, спрогнозированы результаты взаимодействия рассмотренных ударников с преградами из различных конструкционных материалов (Ст.3, Д16, ВПС, Ti, Pb), а также выявлено влияние материалов сердечников (У10А, Ст.10, ВНЖ, U, Au, Pb) на их пробивное действие. Самым эффективным при пробитии 4-мм стальных преград оказался ударник с затупленной ГЧ (В4) с сердечником из урана. Незначительно (на 1.6 %) отстает от него ударник с сердечником из ВНЖ.

6. Установлено, что совместно с сердечником оболочка и рубашка ударника влияют на его пробивное действие, хотя разрушения преграды, вызванные действием одной оболочкой незначительны. Выявлено преимущество ударника с разрезным сердечником, который имеет большую запреградную скорость при пробитии преград, чем ударник со сплошным сердечником.

7. Расчетным путем установлено существование точки инверсии пробивного действия ударников с оживальной и затупленной головными частями в зависимости от величины начальной скорости взаимодействия и предела текучести материала преграды. Получены числовые значения точек инверсии для различных толщин преград.

8. Разработанные средства математического моделирования и полученные результаты могут быть полезны как для выявления основных закономерностей и механизмов высокоскоростного деформирования и

разрушения неоднородных материалов и конструкций, так и при разработке практических рекомендаций по поиску оптимальных путей повышения эффективности действия ударников и стойкости перспективных противоударных защит.

Литература к главе 6

1. *Mac Cormack R.W.* The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering // *AIAA Paper.* – 1969. – № 69-354. – P. 151–164.
2. *Lax P.D., Wendroff B.* // *Comm. Pure Appl. Math.* – 1960. – V. 13. – P. 217.
3. *Харлоу Ф.Х.* Численный метод частиц в ячейках для задач гидродинамики // *Вычислительные методы в гидродинамике.* – М.: Мир, 1967. – С. 316–342.
4. *Анучина Н.Н.* О методах расчета течений сжимаемой жидкости с большими деформациями // *Информационный бюллетень. Численные методы механики сплошной среды.* – Новосибирск, 1970. – Т. 1. – № 3. – С. 3–84.
5. *Динс Дж., Уолли Дж.* Теряя удара: некоторые общие принципы и метод расчета в эйлеровых координатах // *Высокоскоростные ударные явления.* – М.: Мир, 1973. – С. 165–173.
6. *Николс Б.* Дальнейшее развитие метода маркера и ячеек для течений сжимаемой жидкости // *Численные методы в механике жидкостей.* – М.: Мир, 1973. – С. 165–173.
7. *Deiwert G.S.* Numerical simulation of high Reynolds number transonic flows // *AIAA.* – 1975. – V. 13. – No. 10. – P. 1354–1359.
8. *Wilkins M.L.* // *Int. J. Engng.* – 1978. – V. 16. – No. 11. – P. 793.
9. *Johnson. G. R.* Analysis of elastic-plastic impact involving severe distortions // *Appl. Mech.* – 1976. – V. 43. – No. 3. – P. 439–444.
10. *Уилкинс М., Френч С., Сорем М.* Конечно-разностная схема решения задач, зависящих от трех переменных координат и времени // *Численные методы в механике жидкостей.* – М.: Мир, 1973. – С. 115–119.
11. *Мейчен Д., Сан С.,* Метод расчета «Тензор» // *Вычислительные методы в гидродинамике.* – М.: Мир, 1967. – С. 185–211.
12. *Оден Дж.* Конечные элементы в нелинейной механике сплошных сред. – М.: Мир, 1976. – 464 с.
13. *Нейман Дж, Рихтмайер Р.* Численный метод расчета гидродинамических скачков // *Механика.* – 1951. – № 1. – С. 27–30.
14. *Фомин В.М., Гулидов А.И., Сапожников Г.А. и др.* Высокоскоростное взаимодействие тел. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. – 600 с.
15. *Немирович-Данченко М.М.* Модель гиперупругой хрупкой среды: применение к расчету деформирования и разрушения горных пород // *Физическая мезомеханика.* – 1998. – Т. 1. – № 2. – С. 107–114.
16. *Стефанов Ю.П.* Некоторые особенности численного моделирования поведения упругопластических материалов // *Физическая мезомеханика.* – 2005. – Т. 8. – № 3. – С. 129–142.

17. *Flis W.J.* Advanced algorithm for computer simulation of hypervelocity impact // *Ibid.* – 1990. – V. 5. – P. 269–275.
18. *Орлов М.Ю.* Численные исследования поведения структурно-неоднородных преград при ударно-волновом нагружении: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Томск, 2006. – 28 с.
19. *Глазырин В.П., Орлов Ю.Н., Орлов М.Ю.* Моделирование ударно-волнового нагружения функционально-градиентных материалов // *Изв. вузов. Физика.* – 2007. – Т. 50. – № 9/2. – С. 65–73.
20. *Люкшин Б.А., Герасимов А.В., Кректулева Р.А., Люкшин П.А.* Моделирование физико-механических процессов в неоднородных конструкциях. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2001. – 272 с.
21. *Johnson J.N.* Dynamic fracture and spallation in ductile solids // *J. Appl. Physics.* – 1981. – V. 52. – No. 4. – P. 1626–1635.
22. *Физика взрыва* / под ред. Л.П. Орленко. – 3-е изд. перераб.: в 2 т. – М.: Физматлит, 2002. – Т. 1. – 832 с.
23. *Глазырин В.П., Орлов Ю.Н., Орлов М.Ю.* Исследование взаимодействия комбинированных ударников с преградами // *Химическая физика и мезоскопия.* – 2005. – Т. 7. – № 3. – С. 251–258.
24. *Высокоскоростные ударные явления*: пер. с англ.; под ред. В.Н. Николаевского. – М.: Мир, 1973. – 533 с.
25. *Создание методов прогнозирования стойкости бронепреград различного состава*: Отчет о НИР, шифр «Ибрис» – (заключительный) / НИИ прикладной механики и математики при ТГУ; руководитель Глазырин В.П. Рег. № 1601743. – Томск, 2001. – 221 с.
26. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е.* Ударные волны в конденсированных средах. – М.: Янус-К, 1996. – 407 с.
27. *Глазырин В.П., Орлов Ю.Н., Орлов М.Ю.* Моделирование разрушения материалов при ударе и взрыве // *Вестник Академии военных наук.* – 2008. – № 3 (24). – С. 94–98.
28. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю.* Моделирование процесса пробития слоистых преград // *Вычислительные технологии.* – 2003. – Т. 8. – Ч. 4. – С. 143–151.
29. *Глазырин В.П., Орлов Ю.Н., Орлов М.Ю., Фролов Ю.З.* Влияние компоновки ударника на его пробивное действие // *Изв. вузов. Физика.* – 2007. – Т. 50. – № 9/2. – С. 73–79.
30. *Джонсон Г.Р.* Динамическое поведение осесимметричных тел под действием удара и вращения // *Ракетная техника и космонавтика.* – 1975. – Т. 17. – № 9. – С. 58–64.
31. *Johnson G.R., Stryke R.A.* Eroding interface and improve tetrahedral elements algorithm for high-velocity impact computation in three dimension // *J. Appl. Physics.* – 1987. – V. 5. – P. 411–422.
32. *Glazyrin V.P., Orlov M.Yu., Orlov Yu.N.* Investigation of destruction of functional gradient barrier at shockwave loading // *AIP conference proceeding Zababakhin scientific talks – 2005: International conferences on high energy density physics, Snezhinsk (Russia), 5–10 September 2005.* – V. 849. – August 3, 2006. – P. 421–426.

33. Орлов А.Ю., Орлов М.Ю., Глазырин К.В. К вопросу о влиянии функционально-градиентного слоя на процесс пробития двухслойных преград // Наука. Промышленность. Оборона: Труды VII Всерос. науч.-тех. конф. Ежегодное приложение к журналу «Вестник Академии военных наук». – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006. – С. 336–340.
34. Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н., Стуканов А.Л. Анализ процесса пробития слоистых преград удлинёнными ударниками // Труды Междунар. конф. «Вычислительные и информационные технологии в науке, технике и образовании». – Павлодар, 2006. – Т. 1. – С. 319–322.
35. Глазырин В.П., Орлов Ю.Н. Моделирование процесса взаимодействия комбинированных ударников с преградами // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 10/2. – С. 141–145.
36. Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н. Анализ взаимодействия компактных ударников с неоднородной алюминиевой преградой // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 10/2. – С. 204–208.
37. Герасимов А.В., Пашков С.В. Численное моделирование пробития слоистых преград // Механика композиционных материалов и конструкций. – 2013. – Т. 19. – № 1. – С. 48–61.
38. Герасимов А.В., Кректулева Р.А. Исследование влияния мезоструктуры на разрушение стальных образцов при динамическом нагружении // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Доклады I Всерос. науч.-тех. конф. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. – С. 93–94.
39. Глазырин В.П., Орлов Ю.Н. Анализ динамики пробития преград компактными ударниками // Международный научно-исследовательский журнал. – 2015. – № 11(42). Часть 3. – С. 12–15. doi: 10.18454/IRJ.2015.42.003.
40. Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н. Моделирование ударного нагружения неоднородных преград // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Доклады III Всерос. науч.-тех. конф. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. – С. 148–149.
41. Глазырин В.П., Фадеев В.С., Довгаль О.В. и др. Анализ процесса пробития керамических преград удлинёнными ударниками // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 10/2. – С. 48–52.
42. Глазырин В.П., Довгаль О.В., Орлов Ю.Н., Чигрин Ю.Л. Анализ пробивного действия комбинированных ударников // Изв. вузов. Физика. – 2010 – Т. 53. – № 12/2. – С. 86–89.

Глава 7

РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛО-ИНТЕРМЕТАЛЛИДНЫХ СЛОИСТЫХ КОМПОЗИТОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

Широкомасштабные исследования процессов высокоскоростного взаимодействия деформируемых твердых тел экспериментального, аналитического, численного характера активно проводятся с середины прошлого века [1–9]. Перспективное развитие различных областей техники, связанных с динамическими условиями нагружения, в значительной степени зависит от создания и широкого применения новых материалов с комплексом заданных физико-механических свойств, разработка которых в последнее время получила мощный импульс [10–16]. Оптимальные эксплуатационные свойства большинства современных конструкций можно получить при условии применения составных элементов из слоистых композиционных материалов.

В последние годы в качестве нового перспективного легкого бронированного материала рассматривается металло-интерметаллидный слоистый композит (МИСК) [11–16]. Создание технологий получения таких материалов, методов лабораторных испытаний и компьютерного моделирования механического поведения при динамическом нагружении актуально для развития современного материаловедения и различных областей техники.

Идея разработки новых материалов состояла в том, чтобы спроектировать и синтезировать многофункциональные соединения с оптимальным набором микроструктур и свойств при обеспечении дешевого способа их получения, реализовав при этом в конструкционных материалах те свойства, которые демонстрируют иерархические многослойные природные соединения типа раковин морских моллюсков [11]. Несмотря на непрочные компоненты, из которых состоят раковины, а именно,

карбонат кальция CaCO_3 и ряд органических связующих веществ, механические свойства этих раковин являются выдающимся. Их предел прочности изменяется между 100 и 300 МПа, а ударная трещиностойкость между 3 и 7 МПа·м^{1/2}. CaCO_3 имеет соответствующие величины прочности и трещиностойкости 30 МПа и менее 1 МПа·м^{1/2} соответственно. Эти раковины моллюсков обладают выдающимися механическими свойствами благодаря иерархически организованной структуре, начинающейся с отдельных кристаллов CaCO_3 размерами 4–5 нм (наноструктура), далее блоков с размерами 0.5–10 мкм и заканчивающейся слоями 0.2–0.5 мм.

Основываясь на идее слоистой композиции, обнаруженной в раковинах, были созданы многослойные композиты $\text{Ti-Al}_3\text{Ti}$ с применением процесса реакционного спекания под нагрузкой [11]. При создании МИСК обеспечивалось чередование интерметаллидного слоя (достаточно прочного, но хрупкого) и металлического (пластичного). Хорошая трещиностойкость МИСК вытекает из существенно анизотропной композиции многослойного композита и необходимости трещине вновь инициироваться в каждом очередном интерметаллидном слое.

Поведение МИСК в условиях высокоскоростного удара представляет собой актуальную проблему. В настоящее время исследованиям поведения данных композитов при динамическом нагружении в научной литературе посвящено только несколько работ экспериментального характера [11, 14, 15]. При этом в ходе экспериментов не удается выявить последовательность, время действия и вклад различных механизмов разрушения в развитие областей повреждений в композиционной преграде. Поэтому при анализе поведения МИСК особенно возрастает роль численного моделирования, которое позволяет в рамках единого математического подхода исследовать процесс высокоскоростного нагружения композиционных преград в широком диапазоне начальных условий. Кроме того, необходимо разработать модели механического поведения материалов для включения в крупномасштабные компьютерные коды для обеспечения точности и эффективности прогнозирования характеристик и функциональных возможностей металло-интерметаллидных слоистых композитов.

7.1. Металло-интерметаллидные слоистые композиционные материалы

Требования, предъявляемые к материалам новыми отраслями науки и техники, постоянно повышаются. Нередко возникает потребность в материалах, обладающих, на первый взгляд, несовместимыми свойствами: высокой прочностью и низкой плотностью, износостойкостью и электропроводностью, жаропрочностью, коррозионной стойкостью и теплопроводностью и т.д. Ни один металл или сплав, полимер или керамика, не могут обеспечить требуемый комплекс свойств. Только объединение нескольких материалов в единое структурное целое, т.е. создание композиции, позволяет получить новый материал, свойства которого отличаются от свойств его составляющих.

Слоистые композиционные материалы образуются сочетанием разнородных компонентов с четкой границей раздела и обладают свойствами, которыми не обладает каждый из компонентов, взятый в отдельности. Композиционные материалы имеют весьма высокие механические, электрические, жаропрочные, коррозионностойкие и другие свойства. Состав, форма и распределение компонентов задаются заранее. Благодаря основному своему свойству – эмерджентности (от английского слова emergence – возникновение, появление нового – это качество, свойства системы, которые не присущи ее элементам в отдельности, а возникают благодаря объединению этих элементов в единую, целостную систему) композиты все более активно входят в жизнь и заменяют традиционные материалы в энергетике, аэрокосмическом и транспортном машиностроении, средствах информации и связи и т.д.

Слоистые композиты отличаются от других по структуре – они составлены из чередующихся слоев различных по природе или составу листовых материалов, по расположению компонентов (нет строгого выделения матрицы) и по направленности проявления свойств – они анизотропные (по конструкции).

Применение слоистых металлов позволяет не только повысить надежность и долговечность большого класса деталей и оборудования, но и значительно сократить расходы на их изготовление в результате экономии дорогостоящих цветных металлов [11].

Слоистые композиционные материалы (СКМ) различного строения и назначения находят применение в таких отраслях промышленности, как химическое машиностроение, нефтегазовая, электротехническая и алю-

миниевая промышленность, авиа- и ракетостроение, судостроение и др. Объясняется это, прежде всего, тем, что их физико-механические свойства позволяют резко улучшить эксплуатационные качества и технологичность различных машин и механизмов и, следовательно, расширить сферу их применения. Повышение прочностных и упругих свойств композиционных материалов позволяет существенно облегчить конструкции, а увеличение рабочих температур этих материалов даёт возможность повысить мощность двигателей, машин и агрегатов.

Конкретная конструкция слоистого композита зависит в первую очередь от целей, которые ставит перед собой разработчик. Некоторые слоистые композиты состоят из одинаковых повторяющихся слоев, другие – составляются из совершенно разных. Отдельные слои, входящие в состав композита, могут иметь непрерывную или дискретную (чешуйчатую, волокнистую) структуру и различную пространственную ориентацию.

СКМ привлекают к себе внимание ещё и тем, что в них с легкостью могут быть встроены дополнительные компоненты (ввиду их послойной сборки). Дополнительные компоненты могут улучшать свойства композитов. Примеры подобного улучшения рассмотрены в работах [11, 12]. Например, вставкой труб между различными слоями можно добавить энергопоглощающую способность в эти материалы – при нагружении трубы будут деформироваться и поглощать энергию удара. Кроме того, вставка труб в композиты облегчает прохождение жидкостей или газов в эту структуру, что может быть использовано для теплообмена, переноса жидкости или встроенных реакций.

Часто в промышленности применяется слоистый композиционный материал на основе двух разнородных металлов, так называемый биметалл. Один из первых промышленных биметаллов – сталемедная проволока, применявшаяся вместо медной в слаботочных цепях (телефонных, телеграфных, сигнальных и т.п.). Биметалл сталь + алюминий (так называемый ферран) применяется для изготовления посуды, ложек, консервных банок, бидонов и т.п. Для изготовления посуды используется также биметалл сталь + никель. Ленты и проволоки из биметалла сталь + никель применяются в радиотехнической промышленности для изготовления анодов радиоламп вместо чистого никеля.

Сегодня слоистые металлические композиции – это важнейшая группа промышленных материалов с широким спектром свойств. Из них изготавливают ленты, листы, прутки, проволоку, трубы, фасонные

профили, т.е. почти все изделия, изготавливаемые из монометаллов и их сплавов.

Применение слоистых композиционных материалов в судостроительной промышленности для деталей корпусов облегченных судов, судовых турбин, оболочек глубоководных аппаратов, позволяет увеличить грузоподъемность и срок службы. В электротехнической промышленности из композиционных материалов изготавливают электроконтакты, электроизоляционные материалы, провода силовых линий, что способствует повышению надежности и длительности службы, уменьшению расхода дорогостоящих материалов. В нефтяной промышленности из композиционных материалов, обладающих коррозионной стойкостью и прочностными свойствами, изготавливают цистерны для хранения и перевозки нефти и нефтепродуктов. В химическом машиностроении композиционные материалы находят применение для корпусов и деталей машин, в том числе таких, для которых требуются энергоемкие и теплопоглощающие материалы фрикционного и антифрикционного назначения, а также автоклав, цистерн для хранения и перевозки химикатов, аппаратов обезжиривания, восстановительных процессов, аппаратов сернокислого производства и др.

В последние годы в качестве новых перспективных материалов рассматриваются металло-интерметаллидные слоистые композиты. Интерметаллиды – один из классов металлических материалов с особым типом химических соединений разных металлов, от сплавов отличаются прочными химическими связями. Например, если титановые сплавы работают до температуры 550 °С, а 600–650 °С – рекордные цифры, то интерметаллиды в перспективе смогут работать до 800–900 °С. При этом их удельный вес 4–6 г/см³ гораздо меньше, чем у традиционных никелевых жаропрочных сплавов. Интерметаллиды обеспечивают повышение коррозионной стойкости, имеют в 20 раз более высокую стабильность размеров и радиационную стойкость, что особенно важно для космических аппаратов, в пять раз более высокую удельную прочность.

В то время как монолитный титан в настоящее время активно используется в броне и структурных приложениях, высокие издержки производства ограничивают его широкое распространение. Система слоистого материала Ti–Al₃Ti обладает комбинацией высокой прочности, ударной вязкости и жесткости при более низкой плотности, чем монолитный титан или другие слоистые системы. Так как алюминий относительно недорог по сравнению с Ti, система Ti–Al₃Ti является

экономически более привлекательной, чем монолитный титан. Слоистые композиты Ti–Al₃Ti были получены несколькими исследователями в течение последних 25 лет [13–20].

Из различных возможных алюминидов в системе Ti–Al формирование интерметаллидного Al₃Ti является термодинамически и кинетически предпочтительным перед другими алюминидами при взаимодействии алюминия непосредственно с титаном. Это преимущественное формирование Al₃Ti сочетается с более высоким модулем Юнга (216 ГПа), стойкостью к окислению и более низкой плотностью (3.3 г/см³), чем у других алюминидов титана, таких, как Ti₃Al и TiAl [11]. Высокий предел прочности при сжатии и жесткость Al₃Ti (и интерметаллидов в целом) следуют из их высокой прочности межатомной связи. Однако интерметаллиды хрупки при низких температурах из-за ограниченной подвижности дислокаций, недостаточного числа систем скольжения и двойникования и/или очень низкой поверхностной энергии, приводящей к незначительной пластической деформации в вершинах трещин или к ее отсутствию. Например, Al₃Ti чрезвычайно хрупок при комнатной температуре и имеет очень низкую трещиностойкость ~2 МПа м^{1/2} [11].

В случае слоистых композитов Ti–Al₃Ti удельная жесткость (модуль/плотность) почти вдвое выше, чем у стали, удельная ударная вязкость и удельная прочность являются сравнимыми или выше, чем почти у всех металлических сплавов, а удельная твердость коррелирует со многими керамическими материалами [11, 12].

Таким образом, металло-интерметаллидный слоистый композит Ti–Al₃Ti является привлекательной альтернативой дорогим сплавам. Уникальные свойства металло-интерметаллидных слоистых композитов являются результатом комбинации высокой твердости и жесткости интерметаллидных слоев – алюминидных фаз и слоев металлических сплавов с высокой прочностью, трещиностойкостью и пластичностью.

Однако несмотря на высокую техническую и экономическую эффективность, применения металло-интерметаллидных слоистых металлов, их производство существенно отстает от потребностей. Традиционные способы получения слоистых композиционных материалов не отвечают современным требованиям, в первую очередь, по прочности соединения слоев, определяющей технологические и эксплуатационные свойства материала и оборудования из него.

Одним из наиболее перспективных технологических процессов, позволяющих получать многослойные заготовки и изделия практически

неограниченных размеров из разнообразных металлов и сплавов, является сварка взрывом [21–28].

Под определением «технологии сварки взрывом» понимается процесс соединения поверхностей двух однородных или разнородных материалов, происходящий при их высокоскоростном соударении. Соударение происходит при метании плакирующего материала на лист основного металла взрывом заряда взрывчатого вещества (ВВ). На рис. 7.1 изображена схема сварки взрывом до начала и на стадии процесса взрыва.

Неподвижную пластину (основание) 4 и метаемую пластину (облицовку) 3 располагают под углом α на заданном расстоянии h от вершины угла. На метаемую пластину укладывают заряд ВВ 2. В вершине угла устанавливают детонатор 1. Сварка производится на опоре 5.

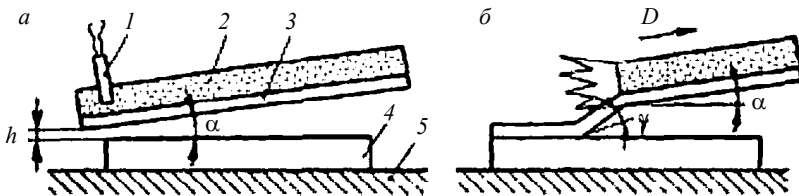


Рис. 7.1. Угловая схема сварки взрывом до начала (а) и на стадии взрыва (б) [21]

Соударение метаемой пластины и основания сопровождается пластической деформацией, вызывающей местный нагрев поверхностных слоев металла. В результате деформации и нагрева развиваются физический контакт, активация свариваемых поверхностей и образуются соединения. Продолжительность сварки составляет несколько микросекунд. В связи с этим не успевает развиваться активная диффузия элементов. После взрыва листы обычно выпрямляют и при необходимости производят механическую обработку.

Сварка взрывом как способ получения металлических слоистых композиционных материалов, благодаря её быстротечности, препятствующей развитию активных диффузионных процессов в зоне соединения, позволяет получать равнопрочные соединения практически любых сочетаний металлов и сплавов площадью до десятков квадратных метров. Разработаны технологии сварки взрывом [24, 25] изделий плоской и цилиндрической геометрии, а также сварки целых конструкций.

Высокопроизводительный и экономичный процесс сварки взрывом позволяет получать соединения практически любых разнородных металлов и сплавов с прочностью на уровне прочности основных металлов и выше. Так, получение крупногабаритных заготовок биметаллов титан – сталь, алюминий – сталь, цирконий – сталь и многих других возможно только с помощью сварки взрывом.

Одним из преимуществ этого способа является возможность получения не только слоистых композитов, но и деталей сложной формы и конфигурации, с различным сочетанием слоев и толщин. Особенно это относится к получению биметаллов из разнородных материалов с резко отличающимися физико-механическими свойствами, таких как алюминий – сталь, алюминий – медь, титан – сталь и других, которые склонны к образованию хрупких интерметаллидов, резко снижающих прочность соединения [21, 26, 27].

При сварке взрывом многослойных композиций необходимо учитывать, что скорость соударения верхних и нижних слоев пакета различна. При удалении от взрывчатого вещества скорость соударения уменьшается [21].

К основанию, на котором производится сварка взрывом, предъявляются определенные требования. Плотность материала основания и его акустическое сопротивление должны быть такими же, как и у композиционного материала. Это позволяет избежать расслоения получаемого материала [23].

В качестве взрывчатых веществ могут быть использованы тротил, аммонит, гексоген, смеси этих веществ. Для получения качественных соединений при формировании слоистых композиционных материалов рекомендуется использовать малобризантные порошкообразные взрывчатые вещества [22, 27].

В работах [24, 28] предлагается пакетный способ сварки взрывом, на рис. 7.2 представлена схема соударения пластин.

В [29] разработано технологическое решение, позволяющее сваривать взрывом между собой на ограниченной площади по торцам сборки неограниченное количество листовых заготовок энергией одного заряда ВВ. В этом случае обеспечивается сварка по концам каждой предшествующей полосы с последующей и метаемой пластиной по площадям, превышающим площади поперечного сечения полос, а также сохраняется целостность пакета и его гибкость в центральной части.

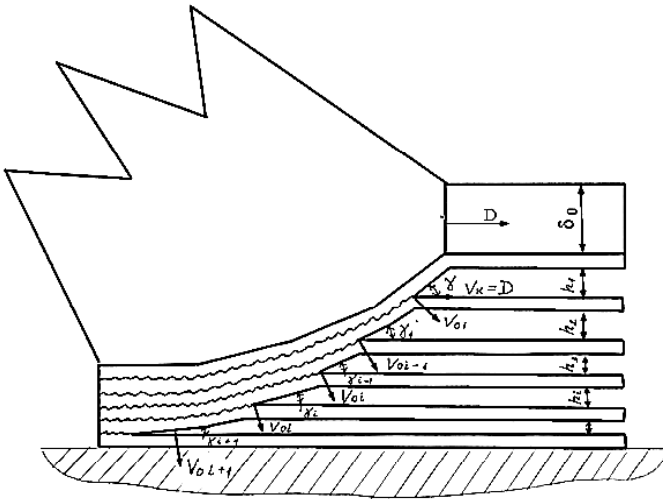


Рис. 7.2. Схема пакетного способа сварки взрывом [24, 28]

Сам процесс сварки по торцам (рис. 7.3) включает в себя укладку полос с последовательным смещением по длине. Установка метаемой пластины с зарядом ВВ производится поперёк пакета.

Многие исследователи предпринимали попытки улучшить прочностные характеристики посредством использования частиц и волокон пластичных материалов [30]. Подобного рода упрочнения могут быть произведены с применением сварки взрывом [23].

При проектировании технологических процессов сварки взрывом многослойных композитов необходимо подбирать оптимальные режимы, чтобы получать прочные, плотные и бездефектные соединения. Основные принципы проектирования режимов сварки взрывом рассмотрены в работах [22, 24, 25].

В силу ряда специфических особенностей сварка взрывом является эффективным методом получения СКМ. Но возникают сложности при создании СКМ из тонколистовых металлов и сплавов, особенно больших размеров, а также при конструировании композитов с числом слоев более трёх [30]. На границах раздела разнородных материалов могут образовываться неоднородности и дефекты, понижающие прочность соединения, что в свою очередь приводит к локализации деформации при продольном нагружении. Такие дефекты особенно опасны, если

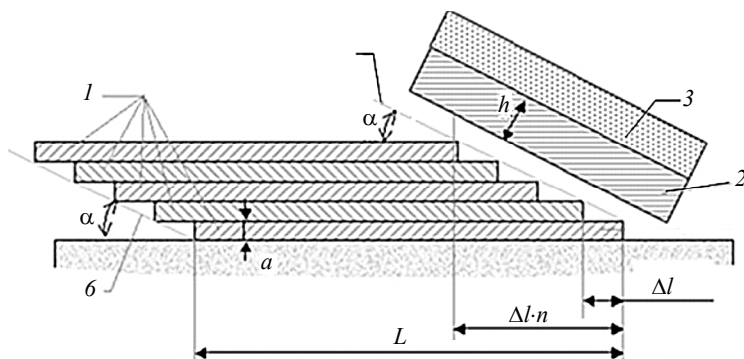


Рис. 7.3. Схема сварки по торцам пакета: 1 – полосы; 2 – метаемая пластина; 3 – заряд ВВ; 4 – детонатор; 5 – плоскость выступа; b – скос; a , b , L – соответственно, толщина, ширина и длина полосы, Δl – смещение; n – количество полос

исходные материалы высокопрочные, склонные к хрупкости. Как один из вариантов решения, в работах [30, 31] предлагается применение комплексных технологий, подразумевающих сварку взрывом с последующей обработкой давлением (например, прокаткой).

В этих работах показано, что устранение волн (посредством холодной или горячей прокатки) приводит к повышению стабильности механических свойств СКМ (рис. 7.4). Однако наличие волн с различными размерами и несовпадение их амплитуд в различных поверхностях раздела может приводить к неравномерной деформации слоев как при холодной, так и при горячей прокатке. Наличие таких дефектов в структуре приводит к усилению локализации деформации и преждевременному разрушению композита, т.е. снижению его механических свойств.

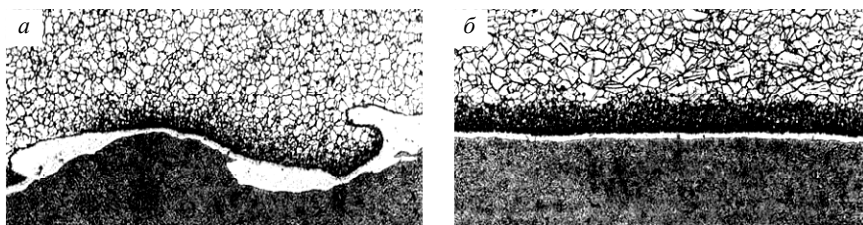


Рис. 7.4. Микроструктуры зоны соединения ХН78Т + 42Х2ГСНМА: а – после сварки взрывом ($\times 100$); б – после прокатки с обжатием 50% ($\times 200$) [30, 31]

В литературе также встречается способ получения слоистых композиционных материалов (в том числе и МИСК) методом СВС-реакции с применением горячей прокатки и термической обработки, рассмотренный, например, в работах [32, 33]. В этом случае листы (пластины) укладываются поочередно (рис. 7.5), затем эти пакеты экранируются стальной фольгой в 1 мм для того, чтобы при прокатке предотвратить окисление и быструю закалку алюминия при температуре выше, чем температура плавления Al. Для повышения межфазного соединения, упаковка предварительно прокатывается при $T = 500\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 3 мин, а затем идет прокатка при температуре $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 10 мин, после процесс повторяется несколько раз.

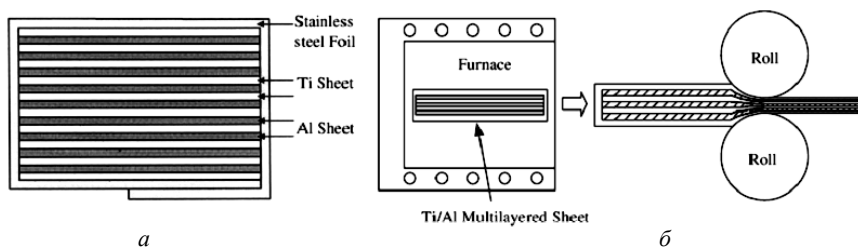


Рис. 7.5. Схема процесса получения металло-интерметаллидного слоистого композита; *а* – многослойная заготовка; *б* – горячая прокатка [32, 33]

В работах [11, 34–36] рассматривается одношаговый процесс изготовления слоистых композитов из исходных фольг, использующий управляемую реакцию при повышенных температурах и давлении [11, 12].

Новизна этого процесса изготовления состоит в том, что он проводится на открытом воздухе и позволяет получить беспористый слоистый композит. На рис. 7.6 показана установка для изготовления МИСК, использующая простой пресс для горячего прессования на открытом воздухе.

Горячее прессование осуществляется преимущественно на гидравлических прессах. Оно производится в пресс-формах, изготавливаемых из жаропрочных сплавов (для низких температур прессования – до $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$), либо из графита для высокотемпературного прессования. При горячем прессовании совмещаются процессы формования и спекания изделий в пресс-формах, нагреваемых до нужной температуры.

С повышением температуры уменьшается величина давления, необходимого для уплотнения. Механические свойства материала повышаются с ростом прилагаемого давления до достижения 100%-й плотности.

Микроструктура СКМ определяется толщиной фольги, составом и условием процесса. Так как строение композита базируется на подборе металлических фольг, то возможно полностью спроектировать микроструктуру от одной поверхности до другой. Кроме того, физические и механические свойства композитов могут быть спроектированы подбором фольг и их толщин, создавая композит с микроструктурой, идеально подходящей для специфических технических целей.

Толщина исходных фольг титана и алюминия выбирается так, чтобы обеспечить полный расход алюминиевого слоя в ходе реакции с соседними слоями титана. Такая схема расположения слоев имеет результатом композит с чередующимися слоями Al_3Ti и остаточного титана. Толщина итоговых слоев зависит от толщины исходных фольг алюминия и титана.

Состав, физические и механические свойства композита могут быть различны и меняться в пределах всего композита путем изменения индивидуальных составов слоев, их толщин и порядка расположения.

Изготовление МИСК при таком подходе имеет несколько ключевых преимуществ, которые делают его подходящим для производства композиционных материалов в промышленном масштабе, так же как и структурных композитов, предназначенных для специфических приложений.

Во-первых, так как исходные используемые материалы берутся в форме доступных промышленных металлических фольг, то начальная стоимость такого материала относительно низка по сравнению со многими экзотическими методами получения материалов, которые обычно проводятся в малых масштабах для исследовательских целей.

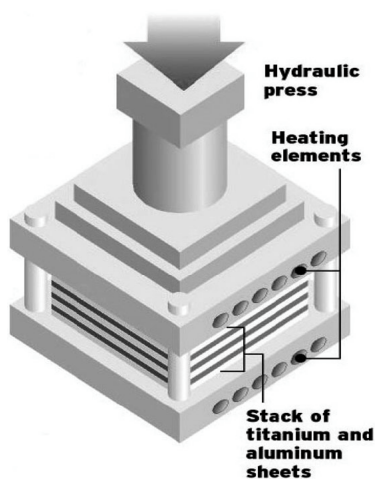


Рис. 7.6. Схематичное изображение установки для получения слоистых композиционных материалов [11]

Во-вторых, использование исходных пластичных металлических фольг позволяет слоям формироваться в сложные формы. Это дает возможность создания неплоских конструкций, таких, как стержни, трубы, валы и конусы, а также возможность простой механической обработки индивидуальных фольг для получения сложных трехмерных структур и сетевых форм [12]. Использование исходных металлических фольг также позволяет механически обрабатывать индивидуальные фольги для создания полостей и траекторий, позволяющие обеспечить дополнительные функциональные возможности, такие, как пассивное демпфирование [11, 36] или установка датчиков, до начала процесса.

В-третьих, условия процесса по температуре, давлению и атмосфере очень умеренны. Температуры процесса в случае образцов, содержащих алюминиевые фольги, ниже 700 °С, а давления процесса – ниже 4 МПа [11, 12]. Процесс проводится на открытом воздухе и никакие специальные инертные газы или вакуумные камеры не требуются. Комбинация этих особенностей процесса изготовления делает данный метод низким по стоимости, позволяет создание сложных форм и компьютерный контроль.

Для изучения поведения конструкций из слоистых тонкостенных КМ широкое использование получила теория многослойных анизотропных пластин и оболочек. Достижения в этой области механики композитов связаны с именами С.А. Амбарцумяна, Н.А. Алфутова, Б.Д. Аннина, В.В. Болотина, Г.А. Ванина, В.В. Васильева, Э.И. Григолюна, Я.М. Григоренко, А.Н. Гузя, П.А. Зиновьева, В.И. Королева, С.Г. Лехницкого, Ю.В. Немировского, Ю.М. Новичнова, И.Ф. Образцова, В.Д. Протасова, А.В. Розе, Ю.М. Тарнопольского, В.П. Тамужа, Г.А. Тетерса и других авторов [37–42].

Неупругое деформирование слоистых композитов при растяжении вдоль слоев исследовано, в частности, в работах [37, 43, 44]. Авторами [12, 45, 46] рассмотрено двухосное нагружение в плоскости, ортогональной по отношению к слоям. В [35, 36] рассчитаны кривые деформирования слоистого композита для некоторых случаев трехосного нагружения.

Так как полному разрушению изделий из композитов предшествует сложный процесс разрушения отдельных элементов структуры [47], нелинейный характер зависимости между напряжениями и деформациями композиционных материалов может являться следствием не только пластического деформирования, но и иметь место даже в случае линейно

упругих компонентов [48]. Изучение этого процесса важно не только для анализа условий образования макроскопической трещины, но и для исследования поведения материала под нагрузкой.

Проявления неупругих свойств композиционных материалов, вызванные полным или частичным разрушением отдельных элементов структуры, отмечены в [49] и других работах. В ряде случаев диаграмма деформирования не представляет собой плавную кривую – на ней появляются резкие разрывы и скачки [50]. Модели деформирования композитов после начала разрушения слоев описаны в работах [51, 52] и др. Некоторые вопросы моделирования разрушения структурных композитов рассмотрены также в [34–36, 52–54].

Слоистые композиционные материалы, обладая высокой удельной прочностью и жесткостью, чувствительны к дефектам типа отслоений. Отслоения могут возникнуть в местах концентрации напряжений, в районе скачкообразного изменения толщины материала в результате несовершенств технологии производства или действия эксплуатационных нагрузок [18, 20]. Отслоение и растрескивание являются наиболее распространенными видами дефектов и часто считаются определяющими факторами при решении вопроса об использовании композитов в конструкциях.

Распространение трещины в слоистых материалах может быть изучено в двух существенно различных ориентациях, как показано схематично на рис. 7.7. В случае поперечной ориентации надреза (рис. 7.7, *а*), вершина надреза или трещина заканчивается внутри индивидуального слоя тестируемого образца и таким образом фронт трещины «видит» каждую границу раздела слоя последовательно по ходу нагружения. В случае торцевой ориентации надреза (рис. 7.7, *б*), вершина надреза, или трещина, пересекает все слои тестируемого образца и все границы раздела слоя одновременно [11].

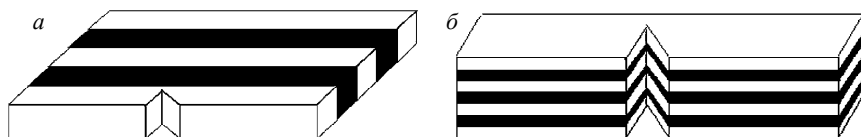


Рис. 7.7. Схематическое представление геометрии образца для исследования распространения трещины в слоистом материале: *а* – поперечная ориентация надреза; *б* – торцевая ориентация надреза

Механизмы упрочнения в материалах могут быть разделены на две категории – внутренние и внешние. Внутреннее упрочнение означает упрочнение в результате собственного сопротивления микроструктуры росту трещины. Внутренние механизмы упрочнения включают влияние размера зерен, наличие примесей, расположение частиц и т.д. Внешнее упрочнение зависит от механизмов, которые уменьшают интенсивность локального напряжения в вершине трещины и, следовательно «движущую силу» для роста трещины. Упрочнение в слоистых композитах Ti–Al₃Ti имеет внешний тип, и несколько внешних механизмов упрочнения кратко описываются в [52].

Механизмы разрушения и упрочнения слоистых композиционных материалов связаны с их внутренней структурой [50]. В случае металло-интерметаллидных слоистых композиционных материалов, преобладание металлической или интерметаллической фазы существенно влияет на механизмы упрочнения [34–36].

При поперечной ориентации надреза, отклонение трещины происходит, когда расслоение возникает перед распространяющейся трещиной, или когда трещина сталкивается с поверхностью раздела. Значительное отклонение трещины (до 90° в поперечной ориентации надреза) может сократить компоненты интенсивности локального напряжения и заставить трещину двигаться от плоскостей максимального напряжения. Этот механизм не зависит от объемной доли металлической фазы.

Когда трещина сталкивается с разрушенной областью и в результате отклоняется и затупляется, рост трещины требует перезарождения, то есть существенного расхода энергии, приводя к росту прочности. Не-разрушенные пластичные слои перекрывают след трещины, и рост трещины требует растяжения перекрытий, которые должны иметь достаточную пластичность, чтобы избежать разрушения перед вершиной трещины. Этот механизм может влиять на поведение типичной кривой сопротивления (R-кривая) и зависит от объемной доли пластичной фазы. Расслоения в слоях перед вершиной трещины вызывают снижение и перераспределении локального напряжения, что также влияет на поведение R-кривой.

В слоистом материале, для случая торцевой ориентации, существенная деформация в вершине трещины может изменить деформационный режим индивидуальных слоев от плоскодеформированного до плоско-напряженного состояния. Это изменение деформационного режима заставляет слои разрушаться скорее вязко, чем хрупко, и, следовательно, увеличивается напряжение, необходимое для роста трещины.

В композите, включающем слои с неоднородной пластичностью и испытанном в торцевой ориентации, фронт трещины в менее пластичной компоненте опережает трещину в более пластичной компоненте [11, 34, 35]. Получившийся фронт трещины является существенно изогнутым и может вызвать расслоение в поверхностях раздела. Таким образом, рост трещины замедляется и сокращается за счет пластических деформаций, необходимых для распространения трещины в более пластичном слое.

Как уже было замечено ранее, большинство механизмов упрочнения зависят от объемной доли металлической фазы в МИСК, что подтверждается практическими примерами. Среди слоистых композитов, перечисленных в литературе, диффузионно-связанные слоистые композиты Al и Al₂O₃ обладают самой высокой удельной величиной инициирования роста трещины при объеме пластичной фазы (Al) – 0.8 [36]. С другой стороны, композиты γ -TiAl–TiNb имеют на ~30 % более низкую удельную величину инициирования роста трещины и подобный удельный модуль, как в системе Al–Al₂O₃, но более низкую объемную фракцию (~0.1–0.2) пластичной фазы (TiNb) [45]. Можно привести другие примеры. Так, композит металл – Al₂O₃, где металлом может быть медь, никель или алюминий, имеет существенно более высокий удельный модуль со средней удельной величиной инициирования роста трещины. Высокий удельный модуль системы металл – Al₂O₃ является таким благодаря высокому (415 ГПа) модулю фазы Al₂O₃.

В [11, 34, 35] определено поведение R-кривой композитов Ti–Al₃Ti в поперечных и торцевых ориентациях надреза как функции объемной доли пластичной фазы (Ti). Объемные доли Ti в исследованных композитах Ti–Al₃Ti были 14, 20 и 35 %. Кривые напряжение – деформация для квазистатических испытаний с замкнутыми границами для композита 14Ti (14 % Ti) показывают, что предел упругости для образцов, исследованных с параллельной и перпендикулярной нагрузкой к слоям, составляет 1020 и 870 МПа, соответственно.

На рис. 7.8 изображены разрушенные образцы композита 14Ti, которые испытывались при скорости деформации 0.0001 с⁻¹. Когда образцы тестировались со слоями, параллельными нагрузке (рис. 7.8, а), разрушение происходило комбинированием растрескивания интерметаллида, изгиба слоев Ti, и сдвига слоев Ti и Al₃Ti. Когда композиты тестировались со слоями, перпендикулярными нагрузке, разрушение происходило путем сдвига по толщине образцов и принимало форму ступенчатых шагов по слоям [52].

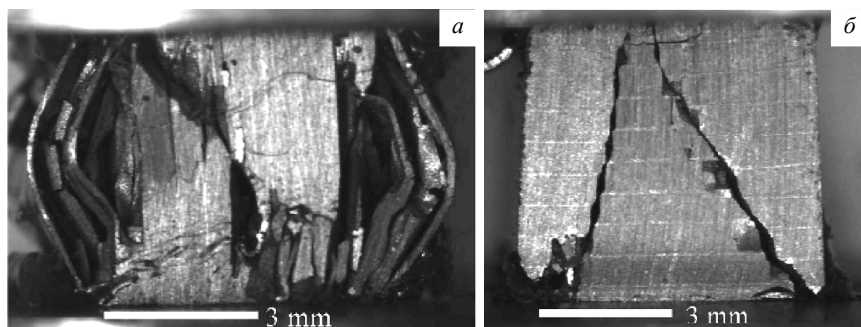


Рис. 7.8. Виды разрушения в сжимаемых образцах 14Ti, скорость деформации 0.0001 с^{-1} : *a* – слои параллельны к нагрузке, *б* – слои перпендикулярны к нагрузке [52]

Диаграммы напряжение – деформация при квазистатическом нагружении с замкнутыми границами для композита 20Ti показывают, что предел текучести для образцов, исследованных с параллельной и перпендикулярной к слоям нагрузкой, составляет 1150 и 900 МПа, и эти значения прочности на 13 и 3 %, соответственно, выше, чем полученные в образцах 14Ti.

Для композитов с 20 % содержанием Ti характерно разрушение, подобное полученному в композитах 14Ti для соответствующих нагрузок.

Предел текучести для образцов 35Ti, исследованных с параллельной и перпендикулярной к слоям нагрузкой, составляет 1270 МПа и 910 МПа, соответственно, и эти значения прочности – соответственно на ~25 % и ~5 % выше, чем полученные в образцах 14Ti.

Кривые течения для квазистатического нагружения с замкнутыми границами для композитов МИСК различной металло-интерметаллидной объемной доли показывают [11, 34, 35], что предел текучести композитов МИСК увеличивается с увеличением объемной доли металла (Ti). Предел текучести для всех композиций был выше, когда слои образца были параллельны к направлению нагрузки. Минимальная пластичность наблюдается с деформациями разрушения 0.02–0.03, при этом образец 35Ti показывает немного большую деформацию разрушения. При параллельном нагружении нагрузка на каждую фазу распределяется пропорционально их модулям. Al_3Ti является более жестким из этих двух фаз, и таким образом, испытывает пропорционально большую нагрузку до разрушения. Следуя за разрушением Al_3Ti , слои Ti

разрушаются, изгибаясь и прогибаясь. Когда нагрузка перпендикулярна слоям, интерметаллид разрушается «осевым расслоением» вследствие внутриплоскостных растягивающих напряжений, явление, также обычно наблюдаемое в хрупкой керамике при сжатии. Разрушение интерметаллида приводит к тому, что соседние слои Ti становятся незакрепленными и пластичные слои Ti разрушаются вследствие сдвиговых деформаций, которые могут теперь возникать в местах расслоения. Следовательно, в то время как образец глобально нагружен на сжатие, хрупкий интерметаллид разрушается внутриплоскостными растягивающими напряжениями, а пластичные слои Ti разрушаются сдвиговыми деформациями [34, 52]. Осевое расслоение интерметаллида, чередующееся со сдвигом слоев Ti, приводит к появлению ступенчатоподобной поверхности разрушения.

Из трех композитов МИСК (14Ti, 20Ti и 35Ti), которые тестировались в поперечной ориентации [11, 35], одиночная главная трещина не формировалась параллельно начальному направлению надреза в двух «металлически-богатых» композитах 20Ti и 35Ti. Вместо этого, главная трещина, выходящая из надреза, росла перпендикулярно начальному направлению в интерметаллидных слоях около надреза, как показано на рис. 7.9.

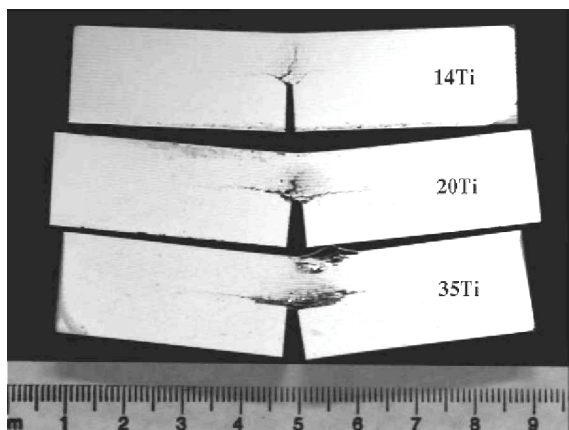


Рис. 7.9. Распространение трещины в образцах с начальным надрезом после тестирования в поперечной ориентации [11, 35]

Рост трещины параллельно к начальному направлению надреза достигался только в образцах 14Ti, то есть с минимальным содержанием

металла (или «максимально хрупкий интерметаллид»). В этом случае наблюдается изогнутая вверх форма R-кривой, то есть увеличение сопротивления росту трещины с увеличением длины трещины, что указывает на возникновение крупномасштабных перекрытий и, следовательно, R-кривая для этого композита – геометрически зависима [35].

Неспособность формировать одиночную трещину по начальному направлению надреза при поперечной ориентации для образцов 20Ti и 35Ti является признаком высокой прочности композитов МИСК.

Авторами [35] R-кривые были получены для образцов, протестированных в торцевой ориентации. Критерий стагивания трещины увеличивается с увеличением объемной доли Ti в композитах МИСК. R-кривые для образцов 20Ti и 35Ti достигают установившегося значения прочности ~ 80 и ~ 115 МПа·м^{1/2} соответственно, в то время как кривая сопротивления для образца 14Ti продолжает увеличиваться. Это очевидное увеличение прочности с увеличивающейся длиной трещины в образце 14Ti объясняется перенаправлением трещины и малой степенью вторичного растрескивания по начальному направлению надреза.

Независимо от ориентации испытания, наблюдается подобие механизма разрушения. Разрушение слоев Ti происходит за счет слияния микропор, в то время как слои Al₃Ti демонстрируют хрупкое разрушение. Степень интерметаллидного растрескивания и повреждения увеличивается с увеличением объемной доли Ti.

В поперечной ориентации, полосы сдвига формируются трещинами, затупляемыми в слое Ti, и служат местами образования для дальнейшего роста трещины в слое Al₃Ti на противоположной стороне. Разрушение слоев Ti происходило за счет пластической деформации и образования шейки.

Большинство работ, включая и рассмотренные выше, посвящены исследованию МИСК в условиях статического и квазистатического нагружения, в то время как поведение МИСК в условиях высокоскоростного удара представляет большой интерес. В работе [11] было проведено баллистическое испытание композита Ti–Al₃Ti. На рис. 7.10 представлено поперечное сечение области соударения после испытания.

Условия баллистического испытания композита Ti–Al₃Ti были следующие. Композиционная преграда состояла из 17 чередующихся слоев Ti и Al₃Ti суммарной толщиной около 20 мм. Нагружение производилось ударником с сердечником из вольфрамового сплава 93W–7FeCo, при этом размеры сердечника составили: диаметр 6.15 мм, длина 23 мм.

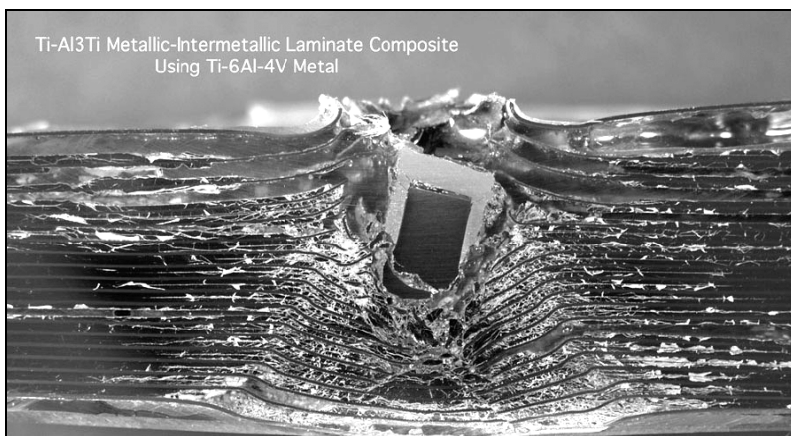


Рис. 7.10. Поперечное сечение области ударного воздействия после баллистического испытания композита (толщина пластины – около 2 см) [11]

Начальная скорость удара составила 900 м/с. Результаты тестирования показывают, что такая композиционная преграда выдерживает удар, сердечник при этом частично разрушается, а в преграде формируется конусообразная область разрушений, расширяющаяся в направлении удара, причем в области оси удара материал интерметаллидных слоев разрушается, а титановые слои частично сохраняют свою целостность.

Баллистические характеристики МИСК могут быть улучшены путем варьирования долей металлических и интерметаллидных фаз, а также включением более твердых компонентов, таких, как керамика.

В настоящее время в исследованиях поведения данных композитов при динамическом нагружении преобладают экспериментальные работы. Но при этом не удастся выявить последовательность, время действия и вклад различных механизмов разрушения в развитие областей повреждений в композиционной преграде. Поэтому при анализе поведения МИСК особенно возрастает роль численного моделирования, которое позволяет в рамках единой математической модели исследовать процесс высокоскоростного нагружения композиционных преград в широком диапазоне начальных условий. Кроме того, необходимо разработать модели механического поведения материалов для включения в крупномасштабные компьютерные коды, чтобы обеспечить точность и эффективность прогнозирования характеристик и функциональных возможностей металло-интерметаллидных слоистых композитов.

7.2. Физико-математические модели и численные алгоритмы расчета динамического взаимодействия деформируемых твердых тел

7.2.1. Система уравнений для описания нестационарных адиабатических движений упругопластической среды с учетом кинетики повреждения материалов и тепловых эффектов

В численных расчетах используется модель повреждаемой среды, характеризующаяся возможностью зарождения и развития в ней микрополостей (пор, трещин). Элементарный объем среды W составляют ее неповрежденная часть, занимающая объем W_c и характеризующаяся плотностью ρ_c , и микрополости (пустоты), занимающие объем W_f , в которых плотность материала полагается равной нулю. Средняя плотность повреждаемой среды связана с введенными параметрами соотношением $\rho = \rho_c(W_c/W)$. Степень поврежденности среды характеризуется удельным объемом микроповреждений $V_f = W_f/(W\rho)$ [55].

Система уравнений, описывающая нестационарные адиабатические (как при упругом, так и при пластическом деформировании) движения сжимаемой прочной среды, состоит из уравнений неразрывности, движения и энергии [1, 56–58]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0; \quad (7.1)$$

$$\frac{\rho \mathbf{v}_i}{dt} = \sigma_{ij,j}; \quad (7.2)$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{\rho} \sigma_{ij} \varepsilon_{ij}, \quad (7.3)$$

где ρ – плотность, t – время, \mathbf{v} – вектор скорости с компонентами v_i , $\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + S_{ij}$ – компоненты тензора напряжений, E – удельная внутренняя энергия, ε_{ij} – компоненты тензора скоростей деформаций, $P = P_c(\rho/\rho_c)$ – среднее давление, P_c – давление в сплошной компоненте (неповрежденной части) вещества, S_{ij} – компоненты девиатора напряжений.

Давление в неповрежденном веществе является функцией удельного объема неповрежденной части вещества $V_c = V - V_f$, удельной внутренней энергии и во всем диапазоне условий нагружения определяется с помощью уравнения состояния типа Ми – Грюнайзена [57–60]:

$$P_c = \rho_0 a^2 \mu \{1 + [1 - \gamma_0/2 + 2(b-1)]\mu + [2(1 - \gamma_0/2)(b-1) + 3(b-1)^2]\mu^2\} + \gamma_0 \rho_0 E, \quad (7.4)$$

где $\mu = (V_{0c}/V_c) - 1$, γ_0 – коэффициент Грюнайзена, V_{0c} – начальный удельный объем неповрежденной части вещества, V – текущий средний удельный объем, a и b – константы адиабаты Гюгонио, описываемой линейным соотношением [1]

$$u_s = a + bu_p, \quad (7.5)$$

где u_s – скорость ударной волны, u_p – массовая скорость вещества за фронтом ударной волны.

В соответствии с подходом [61], примененным для расчета как компактирования, так и порообразования в условиях ударно-волнового нагружения, были использованы представления, согласно которым на изменение пористости влияет только шаровая компонента напряжений, а компоненты девiatorа напряжений ограничены независимой девiatorной функцией текучести:

$$2G \left(\varepsilon_{ij} - \frac{1}{3} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} \right) = \frac{dS_{ij}^0}{dt} + \lambda S_{ij}, \quad (7.6)$$

где G – модуль сдвига, dS_{ij}^0/dt – производная по Яуманну, определяемая формулой

$$\frac{dS_{ij}^0}{dt} = \frac{dS_{ij}}{dt} - S_{ik} W_{jk} - S_{jk} W_{ik},$$

причем $2W_{ij} = \partial v_i / \partial x_j - \partial v_j / \partial x_i$. Параметр $\lambda = 0$ при упругой деформации, а при наличии пластических деформаций определяется с помощью условия текучести Мизеса [58]:

$$S_{ij} S_{ij} = \frac{2}{3} \sigma^2, \quad (7.7)$$

где σ – динамический предел текучести материала.

Для численного моделирования разрушения материала «на разрыв» при высокоскоростном соударении применялась кинетическая модель разрушения активного типа [62, 63], разработанная в ИПХФ РАН (г. Черноголовка). Модель определяет скорость изменения удельного объема микроповреждений, которые непрерывно изменяют свойства материала, вызывая релаксацию напряжений:

$$\frac{dV_f}{dt} = \begin{cases} 0, & \text{если } |P_c| \leq P^* \text{ или } (P_c > P^* \text{ и } V_f = 0) \\ -\text{sign}(P_c) K_f (|P_c| - P^*) (V_2 + V_f), & \\ 0, & \text{если } P_c < P^* \text{ или } (P_c > P^* \text{ и } V_f > 0). \end{cases} \quad (7.8)$$

Вид условия (7.8) был выбран на основе экспериментальных данных [3, 62–64]. В модели предполагается, что в материале имеются потенциальные очаги разрушения с эффективным удельным объемом V_1 , на которых образуются и растут трещины (или поры) при превышении растягивающим давлением P_c некоторой критической величины $P^* = P_k V_1 / (V_1 + V_f)$ ($P^* > 0$), которая уменьшается по мере роста образовавшихся микроповреждений. Константы V_1 , V_2 , P_k , K_f подбирались путем сопоставления результатов расчетов и экспериментов по регистрации скорости тыльной поверхности при нагружении образца плоскими импульсами сжатия. Один и тот же набор констант материала используется при расчете как роста, так и схлопывания трещин или пор в зависимости от знака P_c .

Модуль сдвига G и динамический предел текучести σ определяются согласно соотношениям [60, 62, 65]

$$G = G_0 K_T \left(1 + \frac{cP}{(1+\mu)^{1/3}} \right) \frac{V_3}{V_f + V_3}; \quad (7.9)$$

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_0 K_T \left(1 + \frac{cP}{(1+\mu)^{1/3}} \right) \left(1 - \frac{V_f}{V_4} \right), & \text{если } V_f \leq V_4, \\ 0, & \text{если } V_f > V_4, \end{cases} \quad (7.10)$$

где c , V_3 , V_4 – константы материала.

Влияние температуры на прочностные характеристики среды (модуль сдвига и динамический предел текучести) учитывалось с помощью функции $K_T(T)$, введенной в соотношения (7.9, 7.10) [65, 66]:

$$K_T = \begin{cases} 1, & \text{если } T_0 \leq T \leq T_1, \\ \frac{T_m - T}{T_m - T_1}, & \text{если } T_1 < T < T_m, \\ 0, & \text{если } T \geq T_m, \end{cases} \quad (7.11)$$

где T_0 – начальная температура, T_m – температура плавления, T_1 – константа материала.

Для вычисления температуры использовались соотношения [65]

$$dT = \begin{cases} d(E - E_{0x}) / c_p, & \text{если } T < T_m, \\ 0, & \text{если } T = T_m, \\ d(E - E_{0x} - \Delta H_m) / c_p, & \text{если } T > T_m. \end{cases} \quad (7.12)$$

Удельная теплоемкость c_p возрастает линейно с ростом температуры до температуры плавления вещества [65, 67]:

$$c_p = \begin{cases} c_p^0 + \frac{c_p^L - c_p^0}{T_m - T_0} (T - T_0), & \text{если } T_0 \leq T < T_m, \\ c_p^L, & \text{если } T \geq T_m. \end{cases} \quad (7.13)$$

Холодная составляющая удельной внутренней энергии E_{0x} определяется выражением [60]

$$E_{0x} = \begin{cases} E_0, & \text{если } \xi < 0, \\ E_0 + E_1\xi + E_2\xi^2 + E_3\xi^3 + E_4\xi^4, & \text{если } \xi \geq 0, \end{cases} \quad (7.14)$$

где $\xi = 1 - \rho_0 / \rho_c$, ΔH_m – удельная теплота плавления, c_p^0 , c_p^L – константы материала,

$$E_0 = -T_0 c_p^0, \quad E_1 = \gamma_0 E_0, \quad E_2 = (a^2 + \gamma_0^2 E_0) / 2, \quad E_3 = (4ba^2 + \gamma_0^3 E_0) / 6,$$

$$E_4 = (-2\gamma_0 ba^2 + 18a^2 b^2 + \gamma_0^4 E_0) / 24, \quad c_p = \sum m_i (c_p)_i.$$

В работе используется модель разрушения эрозионного типа для описания разрушения материала, имеющего место в области интенсивного взаимодействия и деформирования контактирующих тел, разработанная в [68, 69] на основе анализа экспериментальных данных [70]. В таких областях давление, как правило, положительное (сжимающее) и модель разрушения «на разрыв» (7.8) в них не работает. В качестве критерия «сдвигового» (эрозионного) разрушения материала используется критическое значение удельной энергии сдвиговых деформаций. Текущее значение этой энергии E_{sh} вычисляется с помощью формулы

$$\rho \frac{d E_{sh}}{dt} = S_{ij} \varepsilon_{ij}. \quad (7.15)$$

Критическая величина удельной энергии сдвиговых деформаций зависит от прочностных характеристик материала, условий взаимодейст-

вия и является функцией начальной скорости удара:

$$E_{sh}^c = a_{sh} + b_{sh}v_0, \quad (7.16)$$

где a_{sh} , b_{sh} – константы модели.

Когда выполняется условие

$$E_{sh} > E_{sh}^c \quad (7.17)$$

в расчетной ячейке, то эта ячейка считается разрушенной и удаляется из дальнейшего расчета, а параметры соседних ячеек корректируются с учетом законов сохранения. Корректировка заключается в удалении массы разрушенного элемента из масс узлов, принадлежавших этому элементу. Если при этом масса какого-либо узла становится нулевой, то данный узел считается разрушенным и также удаляется из дальнейшего расчета.

При формулировке краевой задачи для системы уравнений (7.1) – (7.17) определяются начальные и граничные условия, соответствующие физической постановке задачи.

7.2.2. Соотношения метода конечных элементов для численного решения осесимметричной задачи соударения

Для решения исследуемой краевой задачи используется метод конечных элементов [59, 71–76]. На основе этого метода строится дискретная модель тела, состоящая из набора конечных элементов, соответствующим образом связанных между собой в узловых точках. Уравнение движения для типичного конечного элемента сплошной среды выводится исходя из принципа возможных скоростей, который формируется следующим образом. Пусть на части поверхности R тела, занимающего объем V , в процессе движения частиц задано распределение их скоростей

$$v_K(R) = v_{KR}.$$

Тогда для кинематически возможных вариаций скоростей δv_K , используя уравнение движения (7.2) и с учетом компонент вектора массовых сил F_K

$$\nabla_j \delta v_K + (F_K - \rho \frac{dv_K}{dt}) \delta v_K = 0.$$

Проинтегрируем это выражение по объему V тела

$$\int_V \nabla_j \sigma_{Kj} \delta v_K dV + \int_V (F_K - \rho \frac{dv_K}{dt}) \delta v_K dV = 0.$$

Первый интеграл запишем в виде следующих двух интегралов:

$$\int_V \nabla_j \sigma_{Kj} \delta v_K dV = \int_V \nabla_j (\sigma_{Kj} \delta v_K) dV - \int_V \sigma_{Kj} \nabla_j \delta v_K dV.$$

Для преобразования первого из них воспользуемся теоремой Гаусса – Остроградского, а для преобразования второго – очевидным тождеством

$$\nabla_j \delta v_K = \frac{1}{2} (\nabla_j \delta v_K + \nabla_K \delta v_j) + \frac{1}{2} (\nabla_j \delta v_K - \nabla_K \delta v_j) = \delta \varepsilon_{Kj} + \delta \omega_{Kj}. \quad (7.18)$$

Получим

$$\int_R \sigma_{Kj} n_j \delta v_K dR - \int_V \sigma_{Kj} \delta \varepsilon_{Kj} dV - \int_V \sigma_{Kj} \delta \omega_{Kj} dV + \int_V (F_K - \rho \frac{dv_K}{dt}) \delta v_K dV = 0,$$

причем третий интеграл равен нулю в силу антисимметрии $\delta \omega_{Kj}$ и симметрии σ_{Kj} . Окончательно получим соотношение

$$\int_R \sigma_{Kj} \delta \varepsilon_{Kj} dV = \int_V (F_K - \rho a_K) \delta v_K dV + \int_R \sigma_{Kj} n_j \delta v_K dR, \quad (7.19)$$

которым характеризуется принцип возможных скоростей.

Используя (7.19), получим уравнение движения отдельно взятого конечного элемента r_e сплошной среды, опираясь на фундаментальное свойство конечно-элементарных моделей: для описания локальных аппроксимаций на каждом элементе различные элементы r_e можно считать не связанными между собой, выбранный элемент можно рассматривать изолировано от всей остальной системы.

Применим симплексную модель конечного элемента в дискретизации тела, широко используемую в задачах высокоскоростного удара. В двумерном евклидовом пространстве такой элемент будет треугольником, в трехмерном – тетраэдром. При симплексных представлениях локальные поля скоростей v_K и ускорений a_K в конечном элементе r_e аппроксимируются линейными относительно координат функциями Ψ_N , называемых функциями формы

$$v_K^{(e)} = v_K^{N(e)} \Psi_N^{(e)}(x), \quad a_K^{(e)} = a_K^{N(e)} \Psi_N^{(e)}(x), \quad (7.20)$$

где $v_K^{N(e)}$, $a_K^{N(e)}$ – значения компонент скоростей и ускорений в узлах элемента r_e . Здесь рассматривается локальная прямоугольная система

координат $x_{i(e)}$, оси которой параллельны осям глобальной системы координат.

Уравнение (7.19) для конечного элемента r_e с учетом (7.18) и (7.20) принимает вид

$$\begin{aligned} & \int_V \sigma_{Kj} \Psi_{N,j} \delta v_K^N dV = \\ & = \int_V (F_K \Psi_N \delta v_K dV - \int_R \rho a_K^N \Psi_M \Psi_N \delta v_K^N dV + \int_R \sigma_{Kj} n_j \Psi_N \delta v_K^N dR, \end{aligned}$$

где с целью упрощения опущена идентификационная метка элемента (e).

Полученное уравнение можно записать в следующей форме:

$$(m_{NM} a_K^M + \int_V \sigma_{Kj} \Psi_{N,j} dV - p_{NK}) \delta v_K^N = 0,$$

где $p_{NK} = \int_V F_K \Psi_N dV + \int_R \sigma_{Kj} n_j \Psi_N dR$ – K -я компонента полной обобщенной силы P_N в узловой точке N , обусловленной объемными и поверхностными силами, и $m_{NM} = m_{MN} = \int_V \rho \Psi_N \Psi_M dV$ – симметричная

матрица размера $N_e \times N_e$, называемая согласованной матрицей масс элемента, или

$$m_{NM} a_K^M + \int_V \sigma_{Kj} \Psi_{N,j} dV = p_{NK}. \quad (7.21)$$

Уравнение (7.21) представляет собой общее уравнение движения конечного элемента r_e сплошной среды. Переход к рассмотрению всего ансамбля элементов, составляющего конечно-элементную модель тела, позволяет получить глобальную форму уравнения движения

$$M_{\Gamma\Delta} \Delta a_K^{\Delta} + G_{\Gamma K} = P_{\Gamma K}, \quad (7.22)$$

где $M_{\Gamma\Delta} = \sum_{e=1}^L \Omega_{\Gamma}^{N(e)} m_{NM}^{(e)} \Omega_{\Delta}^{M(e)}$ – согласованная матрица масс всего ансамбля конечных элементов,

$$G_{\Gamma K} = \sum_{e=1}^L \Omega_{\Gamma}^{N(e)} \int_V \sigma_{Kj} \Psi_{N,j}^{(e)} dV$$

$$P_{\Gamma K} = \sum_{e=1}^L \Omega_{\Gamma}^{N(e)} p_{NK}^{(e)},$$

$$\Omega_{\Gamma}^{N(e)} = \begin{cases} 1, & \text{если узел } N \text{ элемента } r_e \\ & \text{совпадает с узлом } \Gamma \text{ связанной} \\ & \text{конечно-элементной модели,} \\ 0 & \text{в противном случае.} \end{cases} \quad (7.23)$$

Для случая двумерных пространственных задач симплексные функции формы (в цилиндрической системе координат r, z, θ , причем z – ось симметрии) будут иметь вид

$$\Psi_N^{(e)} = a_N^{(e)} + b_N^{(e)} x_{rN} + c_N^{(e)} x_{zN}.$$

Тогда K -я компонента скорости произвольной точки внутри треугольного элемента r_e выражается через три узловые компоненты скорости следующим образом ($K=r, z$):

$$v_K^{(e)} = \frac{1}{2A^{(e)}} (a_N + b_N x_r + c_N x_z) \cdot v_{KN}^{(e)}. \quad (7.24)$$

Входящие в (7.24) коэффициенты определяются через узловые координаты элемента r_e и для узлов, обозначаемых p, q, s , имеют вид

$$A = x_{rq} x_{zs} - x_{zp} x_{rq} + x_{rp} x_{zq} - x_{rp} x_{zs} + x_{zp} x_{rs} - x_{zq} x_{rs},$$

$$a_p = x_{rq} x_{zs} - x_{rs} x_{zq},$$

$$b_p = x_{zq} - x_{zs}, \quad (7.25)$$

$$c_p = x_{rs} - x_{rq}.$$

Значение остальных шести коэффициентов $a_q, b_q, c_q, a_s, b_s, c_s$ определяется с помощью (7.25) циклической перестановки индексов. Скорости деформаций внутри элемента r_e вычисляются с помощью соотношения ($ij = rr, zz, rz$):

$$\varepsilon_{ij}^{(e)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i^{(e)}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j^{(e)}}{\partial x_i} \right) \quad (7.26)$$

с использованием (7.24) и (7.25). На $(n+1)$ -м шаге по времени компоненты скоростей деформаций запишутся в виде

$$\begin{aligned}\varepsilon_{rr}^{n+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{2A^{n+\frac{1}{2}}} \{b_p v_{rp} + b_q v_{rq} + b_s v_{rs}\}^{n+\frac{1}{2}}, \\ \varepsilon_{zz}^{n+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{2A^{n+\frac{1}{2}}} \{c_p v_{zp} + c_q v_{zq} + c_s v_{zs}\}^{n+\frac{1}{2}},\end{aligned}\quad (7.27)$$

$$\varepsilon_{rz}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{4A^{n+\frac{1}{2}}} \{c_p v_{rp} + c_q v_{rq} + c_s v_{rs} + b_p v_{zp} + b_q v_{zq} + b_s v_{zs}\}^{n+\frac{1}{2}}.$$

Составляющие девиатора упругопластических напряжений определяются соотношениями

$$\begin{aligned}S_{rr}^{n+1} &= S_{rr}^n + 2G \left\{ \varepsilon_{rr}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{1}{3} \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^{n+\frac{1}{2}} \right\} \Delta t^{n+\frac{1}{2}} + \delta_{rr}^n, \\ S_{zz}^{n+1} &= S_{zz}^n + 2G \left\{ \varepsilon_{zz}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{1}{3} \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^{n+\frac{1}{2}} \right\} \Delta t^{n+\frac{1}{2}} + \delta_{zz}^n, \\ S_{\theta\theta}^{n+1} &= S_{\theta\theta}^n - \frac{2}{3} G \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^{n+\frac{1}{2}} \Delta t^{n+\frac{1}{2}}, \\ S_{rz}^{n+1} &= S_{rz}^n + 2G \varepsilon_{rz}^{n+\frac{1}{2}} \Delta t^{n+\frac{1}{2}} + \delta_{rz}^n,\end{aligned}\quad (7.28)$$

где $\dot{V}^{n+\frac{1}{2}} = (V^{n+1} - V^n) / \Delta t^{n+\frac{1}{2}}$, $V^{n+\frac{1}{2}} = (V^{n+1} + V^n) / 2$.

Поправки на поворот напряжений за время $\Delta t^{n+\frac{1}{2}}$ рассчитываются по формулам [58]

$$\begin{aligned}\delta_{rr}^n &= \frac{1}{2} (S_{rr}^n - S_{zz}^n) [\cos(-2\omega) - 1] + S_{rz}^n \sin(-2\omega), \\ \delta_{zz}^n &= -\delta_{rr}^n, \\ \delta_{rz}^n &= S_{rz}^n [\cos(-2\omega) - 1] - \frac{1}{2} (S_{rr}^n - S_{zz}^n) \sin(-2\omega).\end{aligned}\quad (7.29)$$

Угол поворота определяется из соотношения

$$\sin \omega = \frac{\Delta t^{n+\frac{1}{2}}}{4A^{n+\frac{1}{2}}} (b_p v_{zp} + b_q v_{zq} + b_s v_{zs} - c_p v_{rp} - c_q v_{rq} - c_s v_{rs})^{n+\frac{1}{2}} \quad (7.30)$$

Компоненты девиатора упругопластических напряжений на каждом шаге должны удовлетворять условию текучести Мизеса. Согласно [58], вычисляются величины

$$\begin{aligned} 2J_z^{n+1} &= (S_{rr}^{n+1})^2 + (S_{zz}^{n+1})^2 + (S_{\theta\theta}^{n+1})^2 + 2(S_{rz}^{n+1})^2, \\ 2J_z^{n+1} - \frac{2}{3}\sigma^2 &= K^{n+1}. \end{aligned} \quad (7.31)$$

Если $K^{n+1} > 0$, то каждое из напряжений S_{rr}^{n+1} , S_{zz}^{n+1} , $S_{\theta\theta}^{n+1}$ и S_{rz}^{n+1} умножается на $\sqrt{\frac{2}{3}}\sigma/\sqrt{2J_z^{n+1}}$. Если же $K^{n+1} \leq 0$, то корректировка не проводится.

Компоненты тензора напряжений находятся по формулам

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}^{n+1} &= S_{rr}^{n+1} + q_{rr}^{n+\frac{1}{2}} - p^{n+1} - Q^{n+\frac{1}{2}}, \\ \sigma_{zz}^{n+1} &= S_{zz}^{n+1} + q_{zz}^{n+\frac{1}{2}} - p^{n+1} - Q^{n+\frac{1}{2}}, \\ \sigma_{\theta\theta}^{n+1} &= S_{\theta\theta}^{n+1} + q_{\theta\theta}^{n+\frac{1}{2}} - p^{n+1} - Q^{n+\frac{1}{2}}, \\ \sigma_{rz}^{n+1} &= S_{rz}^{n+1} + q_{rz}^{n+\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (7.32)$$

Шаровая часть тензора напряжений рассчитывается по уравнению состояния Ми – Грюнайзена, которое для удобства при вычислениях используется в виде

$$p_c^{n+1} = a(V_c^{n+1}) + B(V_c^{n+1})E^{n+1}, \quad (7.33)$$

где $V_c^{n+1} = V^{n+1} - V_f^{n+1}$ – относительный объем неповрежденной компоненты вещества элемента, $a(V_c)$ и $B(V_c)$ – заданные функции от V_c .

$$V_f^{n+1} = V_f^n + \dot{V}_f^{n+\frac{1}{2}} \Delta t^{n+\frac{1}{2}}. \quad (7.34)$$

Используется искусственная вязкость

$$Q^{n+\frac{1}{2}} = \begin{cases} \left[\frac{1}{2} a_0 \rho h \left| \frac{\dot{V}}{V} \right| + 4\rho h^2 \left| \frac{\dot{V}}{V} \right|^2 \right]^{n+\frac{1}{2}}, & \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^{n+\frac{1}{2}} < 0, \\ 0, & \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^{n+\frac{1}{2}} \geq 0, \end{cases} \quad (7.35)$$

где a_0 – скорость звука материала, h – минимальная высота треугольного элемента; и тензорная

$$q_{ij}^{n+\frac{1}{2}} = \begin{cases} 2\mu \left[\varepsilon_{ij}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{1}{3} \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^{n+\frac{1}{2}} \right]^{n+\frac{1}{2}}, & ij = rr, zz, \Theta\Theta, \\ \mu \varepsilon_{ij}^{n+\frac{1}{2}}, & ij = rz. \end{cases} \quad (7.36)$$

Величина внутренней энергии, входящая в (7.33), определяется по уравнению энергии

$$E^{n+1} = \frac{E^n - \left\{ Q^{n+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2} [p^n + a(V_c^{n+1})] \right\} (V^{n+1} - V^n) + \Delta z^{n+\frac{1}{2}}}{1 + \frac{1}{2} [B(V_c^{n+1})] (V^{n+1} - V^n)}, \quad (7.37)$$

где $\Delta z^{n+\frac{1}{2}} = z^{n+1} - z^n$ – приращение энергии сдвиговых деформаций. Величина энергии сдвиговых деформаций рассчитывается по формуле

$$z^{n+1} = z^n + V^{n+\frac{1}{2}} [(S_{rr} + q_{rr})\varepsilon_{rr} + (S_{zz} + q_{zz})\varepsilon_{zz} + 2(S_{rz} + q_{rz})\varepsilon_{rz}]^{n+\frac{1}{2}} \Delta t^{n+\frac{1}{2}}, \quad (7.38)$$

где $S_{ij}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (S_{ij}^{n+1} + S_{ij}^n)$, $ij = rr, zz, rz$.

Уравнение сохранения массы элемента имеет вид

$$\rho^{n+1} = \rho_0 / V^{n+1} \quad (7.39)$$

и в процессе счета выполняется автоматически. Рассмотрение движения всего ансамбля конечных элементов при условии отсутствия объемных и поверхностных сил и в предположении, что масса используемых в расчетах треугольных элементов равномерно распределена в узлах, позволяет получить уравнение движения в виде

$$m_\Gamma \dot{v}_{K\Gamma} = \sum_{e=1}^L \Omega_\Gamma^{N(e)} F_{NK}^{(e)}, \quad (7.40)$$

где m_Γ – масса Γ -го узла связанной конечно-элементной модели, $\dot{v}_{K\Gamma}$ – K -я компонента ускорения Γ -го узла, $F_{NK}^{(e)}$ – K -я компонента эквивалентной силы N -го узла элемента r_e . Элементы массивы $\Omega_\Gamma^{N(e)}$ определяются соотношением (7.23). Индексы в (7.40) принимают следующие

значения: $\Gamma = 1, 2, \dots, M$, где M – общее число узлов в конечно-элементной модели, $K = 1, 2, N = 1, 2, 3$, $e = 1, 2, \dots, L$, где L – общее число элементов.

Входящие в уравнение (7.40) компоненты эквивалентных узловых сил находятся по формулам

$$\begin{aligned} F_{1N} &= -(1/2)(b_N \sigma_{zz} + c_N \sigma_{rz}), \\ F_{2N} &= -(1/2)(c_N \sigma_{zz} + b_N \sigma_{rz}). \end{aligned} \quad (7.41)$$

Интегрирование уравнений движения заключается в последовательном выполнении соотношений

$$\begin{aligned} \dot{v}_{K\Gamma}^{n+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{m_\Gamma} \left\{ \sum_{e=1}^L \Omega_\Gamma^{N(e)} F_{NK}^{(e)} \right\}^{n+\frac{1}{2}}, \\ v_{K\Gamma}^{n+1} &= v_{K\Gamma}^n + \dot{v}_{K\Gamma}^{n+\frac{1}{2}} \Delta t^{n+\frac{1}{2}}, \\ x_{K\Gamma}^{n+1} &= x_{K\Gamma}^n + v_{K\Gamma}^{n+\frac{1}{2}} \Delta t^{n+\frac{1}{2}} + \dot{v}_{K\Gamma}^{n+\frac{1}{2}} \frac{(\Delta t^{n+\frac{1}{2}})^2}{2}. \end{aligned} \quad (7.42)$$

Интервал интегрирования по времени выбирается из условия обеспечения устойчивости решения (условие Куранта) [59]

$$\Delta t^{n+\frac{3}{2}} = \frac{1}{3} \left(\frac{h^{n+\frac{1}{2}}}{\sqrt{g^2} + \sqrt{g^2 + a_0^2}} \right), \quad (7.43)$$

где $g^2 = 4Q^{n+\frac{1}{2}} / \rho^{n+\frac{1}{2}}$.

Алгоритм расчета задач ударного нагружения тел заключается в следующем. В начальный момент времени заданы начальные условия. Кроме того, строится конечно-элементная модель дискретизации соударяющихся тел, включая задание начальных координат и масс узловых точек элементов и определение функции форм. Задаваясь начальным, достаточно малым шагом по времени, рассчитываются скорости деформаций, девиаторные составляющие напряжений и полные напряжения. Производится выбор величины следующего шага по времени из условия обеспечения устойчивости счета. Определяются эквивалентные узловые силы, обусловленные внутренними напряжениями. Скорости и перемещения узлов и, следовательно, новое положение взаимодейст-

вующих тел в дальнейшем определяются интегрированием уравнений движения с учетом соответствующих граничных условий.

Затем выполняется основной расчетный цикл, который заключается в последовательном расчете параметров ансамбля конечных элементов (коэффициентов функций форм, скоростей деформаций, девиаторных составляющих напряжений и полных напряжений, выбор величины следующего шага по времени, определение эквивалентных узловых сил) и параметров глобальных узлов (ускорений, скоростей и координат). Расчетный цикл может быть повторен до достижения какого-либо из заданных критериев окончания счета.

Для эффективного решения задач высокоскоростного соударения деформируемых твердых тел важным моментом является расчет контактных поверхностей взаимодействующих тел, который необходимо провести каждый раз после определения нового положения тел. В данном случае реализована техника расчета контактных поверхностей, последовательно изложенная в [71–74, 77] или в русскоязычном варианте в [78], которая заключается в следующем. Уравнения движения к граничным узлам применяются обычным образом. Затем производится проверка граничных узлов одного из взаимодействующих тел на предмет пересечения граничной поверхности другого тела. Если контактные поверхности пересекаются, то производится корректировка координат и скоростей узлов. Одна из поверхностей объявляется главной, вторая – ведомой. На первом этапе корректируются координаты каждого ведомого узла: если он в процессе движения пересек главную поверхность, то он выносится на главную поверхность по нормали к ней.

На втором этапе согласованно корректируются нормальные к главной поверхности компоненты скоростей ведомого и главных (двух в двумерном случае) узлов, исходя из законов сохранения количества движения, момента количества движения и условия равенства нормальных компонент скоростей ведомого узла и главной поверхности в месте контакта с ней ведомого узла. Возможен дополнительный этап – корректировка касательных к главной поверхности компонент скоростей, если задан ненулевой коэффициент трения. Необходимым условием эффективного применения описанной техники расчета контактных поверхностей является периодическая смена главной и ведомой поверхностей, а также некоторое число итераций (обычно 2 – 3) описанной процедуры для более точного согласования компонент скоростей вдоль всей контактной границы.

7.2.3. Тестирование численной методики

В качестве теста численной методики используется решение задачи динамического взаимодействия цилиндрического тела с жесткой стенкой (тест, метод Тейлора). Метод Тейлора [79] устанавливает связь динамического предела текучести с остаточной длиной цилиндрического тела после удара по недеформируемой преграде и используется для экспериментальной оценки этой фундаментальной динамической характеристики материала. Современный подход к анализу экспериментальных результатов в методе Тейлора состоит в получении в результате численного моделирования геометрических форм, наиболее близких к экспериментальным [80, 81]. Наиболее важным моментом при этом является применение адекватной модели поведения материала при динамических нагрузках, прежде всего, изменения ее параметров от скорости деформаций. Данная задача является базовой для комплексной оценки адекватности используемых моделей материала, численного метода и методики расчета.

Известно значительное число экспериментальных и численных работ, посвященных данной проблеме, например [60, 80–87]. Хорошее согласование результатов по взаимодействию цилиндра с жесткой стенкой, получаемых по вновь создаваемой методике, с многократно взаимно проверенными данными других авторов, представляет собой основу для адекватности получаемых в дальнейшем результатов расчетов.

В первой серии тестовых расчетов рассматривалась задача взаимодействия цилиндра диаметром 6.4 мм и высотой 31.77 мм по нормали с жесткой стенкой в сравнении с экспериментальными данными [60]. Начальная скорость ударника изменялась в диапазоне от 142 до 406 м/с.

Критерием сравнения результатов расчета и эксперимента служило отношение конечной длины цилиндра к начальной l_k/l_0 . На рис. 7.11 и 7.12 представлены конфигурации стального цилиндрического ударника при динамическом пределе текучести 0.8 ГПа для скоростей удара 180 и 232 м/с соответственно. В табл. 7.1 и 7.2 для данного материала и для алюминиевого сплава 6061-T6 представлены полученные численные результаты в сравнении с экспериментальными данными.

Во второй серии тестовых расчетов рассматривалось взаимодействие стального цилиндра диаметром 12.5 мм и высотой 37.5 мм по нормали с жесткой стенкой при динамических пределах текучести материала цилиндра 0.8 и 1.2 ГПа. Начальная скорость изменялась от 200 до 600 м/с.

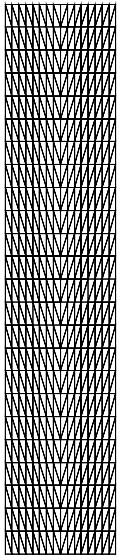
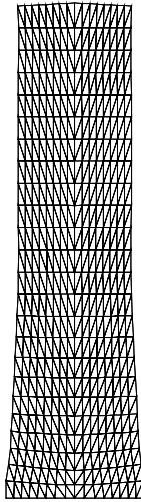
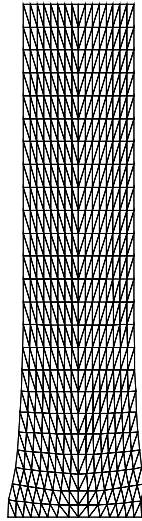
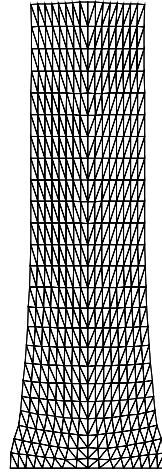
 $t = 0$ мкс $t = 50$ мкс $t = 10$ мкс $t = 40$ мкс

Рис. 7.11. Конфигурации стального цилиндрического ударника при ударе по жесткой стенке с начальной скоростью 180 м/с.

Рис. 7.12. Конфигурации стального цилиндрического ударника при ударе по жесткой стенке с начальной скоростью 232 м/с.

Таблица 7.1

Сталь

№	v_0 , м/с	l_K/l_0		%
		расчет	эксп.	
1	180	0.898	0.907	0.99
2	232	0.846	0.862	1.85

Таблица 7.2

Алюминий 6061-T6

№	v_0 , м/с	l_K/l_0		%
		расчет	эксп.	
1	200	0.875	0.903	3.1
2	361	0.711	0.717	0.84
3	406	0.666	0.663	0.45

На рис. 7.13 представлены конфигурации стального цилиндрического ударника при ударе с начальной скоростью 400 м/с, значение динамического предела текучести в данном случае составило 0.8 ГПа. Фрагменты процесса соответствуют моментам времени 0, 20, 40 и 60 мкс. Конечная форма цилиндра соответствует полученной в экспериментах, проведенных на баллистических стендах НИИ ПММ при ТГУ [82].

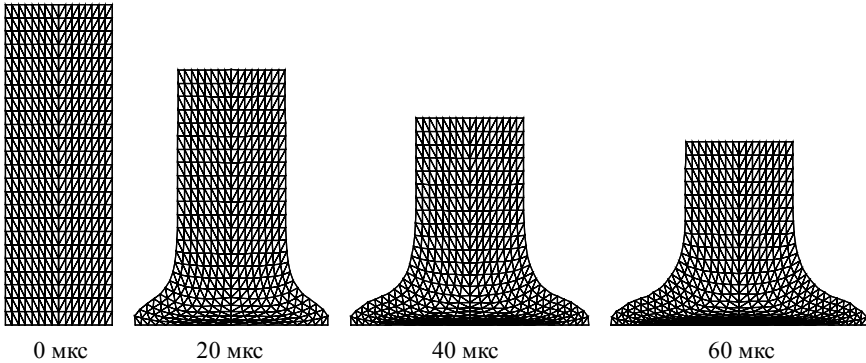


Рис. 7.13. Конфигурации стального цилиндрического ударника при ударе по жесткой стенке с начальной скоростью 400 м/с

В табл. 7.3 представлены результаты численных расчетов для стального ударника в сравнении с экспериментальными данными [82]. Наблюдается хорошее согласие расчетных данных с экспериментальными для отношения конечной длины цилиндра к начальной.

Таблица 7.3

Сталь

№	v_0 , м/с	σ , ГПа	l_k/l_0		%
			расчет	эксп.	
1	250	0.8	0.790	0.808	2.2
2	250	1.2	0.829	0.837	0.96
3	400	0.8	0.572	0.590	3.05
4	600	0.8	0.328	0.334	1.8

7.3. Численное моделирование разрушения многослойных металло-интерметаллидных композитов при ударно-волновом нагружении

7.3.1. Модель разрушения интерметаллидных материалов при динамическом нагружении

Для моделирования разрушения интерметаллидных материалов при высокоскоростном ударном нагружении используется широкодиапазонная модель, ранее успешно применявшаяся для высокопрочных керамик [88–96], а также для стеклокерамик [97, 98]. Данная модель описывает поведение высокопрочных керамик как при относительно низких скоростях нагружения (скорости удара порядка сотен метров в секунду), так и при высоких (порядка тысяч метров в секунду). Модель включает в себя кинетическую модель разрушения активного типа (7.8), учитывает возможность разрушения керамики при превышении в ударной волне предела упругости материала (σ_{HEL}), использует степенную зависимость прочностных характеристик от достигнутого уровня поврежденности, описывающую падение прочностных свойств (динамического предела текучести) при достижении заданного значения уровня поврежденности:

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_0 P_f K_T \left(1 + \frac{cP}{(1+\mu)^{1/3}}\right) \left(1 - \frac{V_f}{V_4}\right), & \text{если } V_f < V_f^k, \\ \sigma_f K_T, & \text{если } V_f^k \leq V_f < V_4, \\ 0, & \text{если } V_f \geq V_4, \end{cases} \quad (7.44)$$

$$P_f = \begin{cases} 1, & \text{если } \sigma_{sh} < \sigma_{HEL}, \\ P_f^k, & \text{если } \sigma_{sh} \geq \sigma_{HEL}, \end{cases} \quad (7.45)$$

где σ_{sh} – напряжение в ударной волне, V_f^k , σ_f , P_f^k , σ_{HEL} – константы.

В зависимости от величины P_f^k может моделироваться хрупкий характер разрушения керамики в ударной волне ($P_f^k \approx 0$), что характерно для карбида бора, пластический ($P_f^k \approx 1$), что характерно для карбида кремния, промежуточный, совмещающий пластический и хрупкий механизмы деформирования (оксид алюминия, нитрид алюминия, диборид титана, диоксид циркония) [66].

Графики зависимости динамического предела текучести от удельного объема трещин представлены на рис. 7.14, где a – зависимость для металла (7.10), b – для керамики (7.44), и иллюстрируют качественное различие поведения данных классов материалов при разрушении.

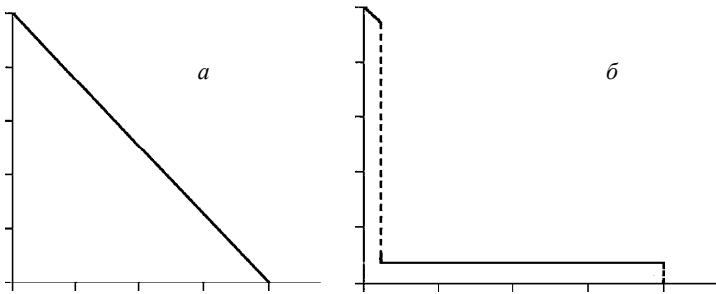


Рис. 7.14. Зависимость динамического предела текучести от удельного объема трещин для двух типов материалов: *a* – для металла (7.10), *б* – для керамики (7.44)

На этапе тестирования модели проводились сравнения с экспериментальными данными, полученными в Sandia National Laboratories (Albuquerque, New Mexico, USA) [99]. На рис. 7.15 представлена схема эксперимента. В экспериментах применялась установка, обеспечивающая плоский фронт нагружения в образце в исследуемом временном интервале процесса. Основной частью сборки-ударника (projectile body) являлась керамическая пластина (projectile ceramic) из материала, идентичного материалу исследуемого образца-преграды (target ceramic). Ударник метался с помощью пороховой или двухступенчатой легкогазовой установки со скоростями, обеспечивающими пиковое давление

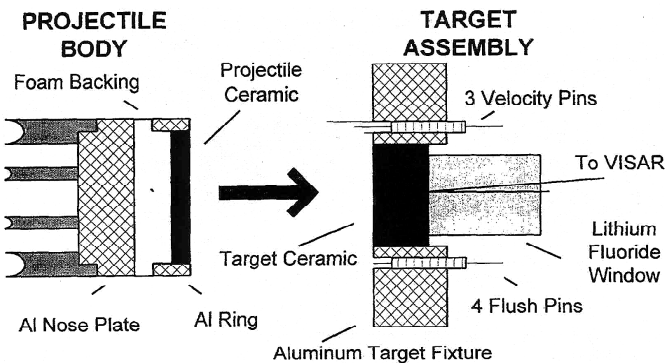


Рис. 7.15. Схема эксперимента [99]

в образце от 3 до 70 ГПа (0.4–2.4 км/с на пороховой установке и выше на легкогазовой).

Скорость керамического ударника измерялась с помощью трех электрических датчиков (velocity pins). Четыре подобных датчика (flush pins) контролировали плоскость удара, отклонение обычно составляло не более 10^{-3} радиана. На тыльной поверхности керамической преграды с помощью эпоксидной смолы слоем 10–20 мкм крепилось окно из LiF (lithium fluoride window) или из другого материала для наблюдений с помощью лазерного интерферометра. С помощью последнего через окно регистрировалось изменение скорости тыльной поверхности керамического образца от времени процесса. Особенностью измерений являлось то, что время прихода волны на тыльную поверхность не фиксировалось. В профилях наблюдались стадии как роста скорости тыльной поверхности, обусловленного приходом волны сжатия, так и падения скорости из-за прихода волны разгрузки от тыльной поверхности ударника в зависимости от материала покрытия (foam backing) тыльной стороны ударника.

Численно исследовалась следующая задача: взаимодействие ударника – керамической пластины из карбида бора (B_4C) толщиной 3.917 мм, диаметром 69.2 мм, занимающей область D_1 , с керамической пластиной (исследуемым образцом) также из карбида бора толщиной 9.033 мм, диаметром 69.2 мм, занимающей область D_2 . Находящееся позади образца окно из фторида лития, занимающее область D_3 , было толщиной 25.4 мм и диаметром 69.2 мм (рис. 7.16). Начальная скорость удара варьировалась в диапазоне 500–2500 м/с.

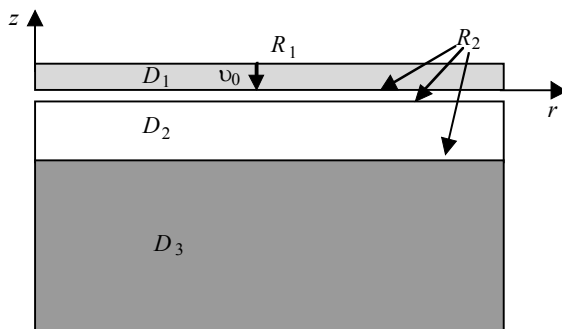


Рис. 7.16. Постановка тестовой задачи

Для приведенных выше уравнений (7.1) – (7.3), (7.8) в цилиндрической системе координат r, θ, z (z – ось симметрии) ставится задача с начальными при $t = 0$ и граничными условиями.

Начальные условия имеют вид

$$S_{rr}(0, r, z) = S_{zz}(0, r, z) = S_{rz}(0, r, z) = S_{\theta\theta}(0, r, z) = p(0, r, z) = \\ = E(0, r, z) = 0((r, z) \in D_1 \cup D_2 \cup D_3),$$

$$v(0, r, z) = v_0((r, z) \in D_1 \cup D_2), v(0, r, z) = 0((r, z) \in D_3)$$

$$u(0, r, z) = 0((r, z) \in D_1 \cup D_2 \cup D_3),$$

$$\rho(0, r, z) = \rho_{01}((r, z) \in D_1 \cup D_3), \rho(0, r, z) = \rho_{02}((r, z) \in D_2).$$

На свободных поверхностях R_1 выполняются соотношения

$$T_{NN} = T_{N\tau} = 0.$$

На контактных поверхностях R_2 между ударником и образцом, а также между исследуемым образцом и окном из фторида лития реализуются граничные условия скольжения:

$$T_{NN}^+ = T_{NN}^-, T_{N\tau}^+ = T_{N\tau}^- = 0, v_N^+ = v_N^-, v_N^+ = v_N^-.$$

Здесь N – единичный вектор нормали к поверхности в рассматриваемой точке, τ – единичный вектор касательной к поверхности в этой точке, T_N – вектор силы на площадке с нормалью N , v – вектор скорости. Нижние индексы у векторов T_N и v обозначают проекции на соответствующие векторы базиса, индекс «плюс» характеризует значение параметров в материале на внешней границе контактной поверхности, индекс «минус» – на внутренней.

Константы математической модели для керамики В₄С были следующие: $\rho_0 = 2517$ кг/м³, $a = 9640$ м/с, $b = 1.4$, $\gamma_0 = 1.32$, $G_0 = 199.4$ ГПа, $\sigma_0 = 4.7$ ГПа, $c = 0$, $T_m = 2327$ К, $P_k = 0.45$ ГПа, $V_1 = 1.46 \cdot 10^{-6}$ м³/кг, $V_2 = 0.875 \cdot 10^{-7}$ м³/кг, $V_3 = 5.83 \cdot 10^{-5}$ м³/кг, $V_4 = 1.75 \cdot 10^{-4}$ м³/кг, $K_f = 0.5$ (м·с)/кг, $V_f^k = 1.0 \cdot 10^{-5}$ м³/кг, $\sigma_f = 0.3$ ГПа, $\sigma_{HEL} = -8.8$ ГПа, $P_f^k = 0$.

Характеристики фторида лития: $\rho_0 = 2640$ кг/м³, $a = 5150$ м/с, $b = 1.35$, $\gamma_0 = 1.69$, $G_0 = 49.0$ ГПа, $\sigma_0 = 0.2$ ГПа, $c = 0$, $T_m = 1122$ К, $P_k = 0.3$ ГПа, $V_1 = 1.89 \cdot 10^{-6}$ м³/кг, $V_2 = 2.841 \cdot 10^{-7}$ м³/кг, $V_3 = 7.58 \cdot 10^{-3}$ м³/кг, $V_4 = 1.89 \cdot 10^{-4}$ м³/кг, $K_f = 0.006$ (м·с)/кг.

На рис. 7.17 показаны расчетные конфигурации исследуемой сборки и поля скоростей в моменты времени 0.5 и 3.5 мкс для начальной скорости удара 2210 м/с. Временные зависимости скоростей контактной поверхности керамический образец – фторид лития для различных начальных скоростей удара ($a - v_0 = 2210$ м/с; $b - v_0 = 1546$ м/с) представлены на рис. 7.18. Полученные расчетные профили скоростей контактной поверхности керамический образец – окно из фторида лития находятся в хорошем качественном и количественном соответствии с данными экспериментов.

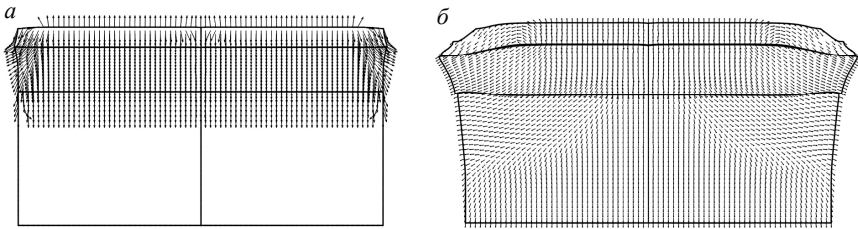


Рис. 7.17. Расчетные конфигурации сборки ударник – керамическая пластина – окно из LiF и поля скоростей в них в моменты времени 0.5 (*a*) и 3.5 (*б*) мкс

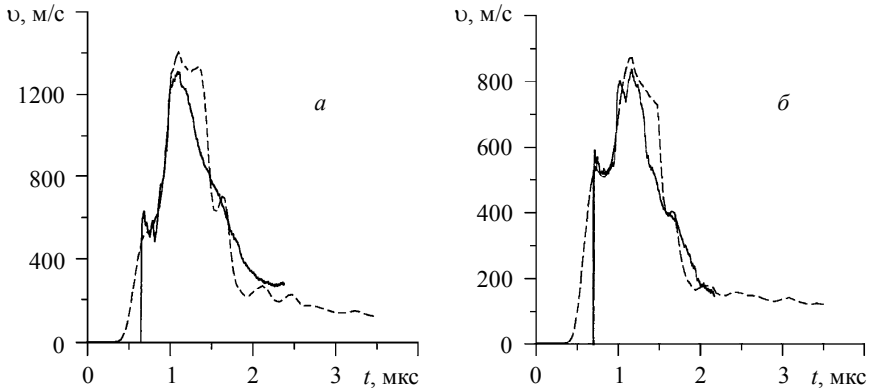


Рис. 7.18. Скорость тыльной поверхности керамической пластины для различных скоростей нагружения ($a - v_0 = 2210$ м/с, $b - v_0 = 1546$ м/с). Сплошная линия – эксперимент [99], пунктирная – расчет

7.3.2. Численное моделирование разрушения многослойной титан – триалюминид титановой преграды при динамическом нагружении

Численно в осесимметричной постановке исследована задача взаимодействия цилиндрического ударника (прототипа высокоплотного сердечника крупнокалиберной пули) радиусом 3.075 мм, длиной 23.0 мм из вольфрамового сплава 93W–7FeCo, занимающего область D_1 , с многослойной преградой суммарной толщиной 19.89 мм, занимающей область D_2 [100–107]. Ударник имел коническую головную часть, угол раствора конуса был задан 50° (рис. 7.19). Начальная скорость удара составила 900 м/с. Между ударником и преградой были реализованы условия скольжения без трения, между слоями преграды – условия слипания.

Для приведенных ранее уравнений (7.1) – (7.3), (7.8) в цилиндрической системе координат r, θ, z (z – ось симметрии) ставится задача с начальными при $t = 0$ и граничными условиями.

Начальные условия имеют вид

$$S_{rr}(0, r, z) = S_{zz}(0, r, z) = S_{rz}(0, r, z) = S_{\theta\theta}(0, r, z) = p(0, r, z) = \\ = E(0, r, z) = 0((r, z) \in D_1 \cup D_2 \cup D_3),$$

$$v(0, r, z) = v_0((r, z) \in D_1 \cup D_2), v(0, r, z) = 0((r, z) \in D_3),$$

$$u(0, r, z) = 0((r, z) \in D_1 \cup D_2 \cup D_3),$$

$$\rho(0, r, z) = \rho_{01}((r, z) \in D_1 \cup D_3), \rho(0, r, z) = \rho_{02}((r, z) \in D_2).$$

На свободных поверхностях R_1 выполняются соотношения

$$T_{NN} = T_{N\tau} = 0.$$

На контактной поверхности R_2 между ударником и преградой реализуются граничные условия скольжения:

$$T_{NN}^+ = T_{NN}^-, T_{N\tau}^+ = T_{N\tau}^- = 0, v_N^+ = v_N^-, v_N^+ = v_N^-.$$

На контактной поверхности между слоями преграды реализуются граничные условия слипания:

$$T_{NN}^+ = T_{NN}^-, T_{N\tau}^+ = T_{N\tau}^- = 0, v_N^+ = v_N^-, v^+ = v^-.$$

Здесь N – единичный вектор нормали к поверхности в рассматриваемой точке, τ – единичный вектор касательной к поверхности в этой точке, T_N – вектор силы на площадке с нормалью N , v – вектор скорости. Нижние индексы у векторов T_N и v обозначают проекции на соответствующие

векторы базиса, индекс «плюс» характеризует значение параметров в материале на внешней границе контактной поверхности, индекс «минус» – на внутренней.

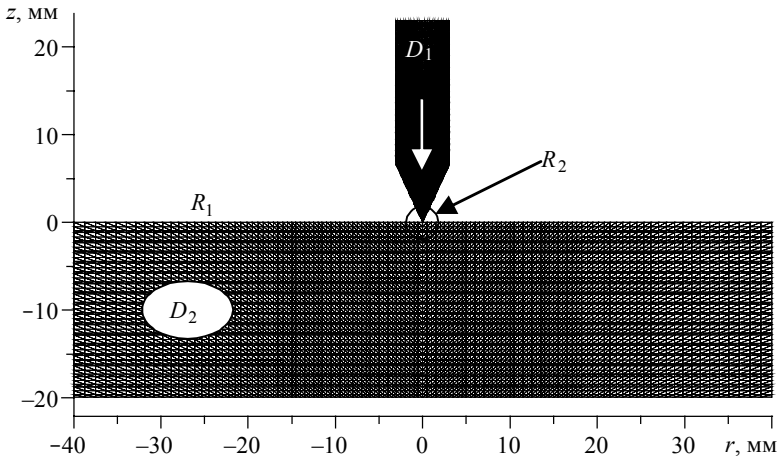


Рис. 7.19. Постановка задачи

В ходе исследований были рассмотрены следующие варианты:

1 – преграда из 17 слоев, каждый слой толщиной 1.17 мм, разбиение слоя на расчетные элементы (0.47 мм + 0.47 мм) Al_3Ti / 0.23 мм ВТ6;

2 – преграда целиком из интерметаллида Al_3Ti , разбиение на расчетные элементы (в мм) 0.47+0.47+0.23;

3 – преграда целиком из титанового сплава ВТ6, разбиение 0.47+0.47+0.23;

4 – преграда из 17 слоев, разбиение 0.47 Al_3Ti / (0.47+0.23) ВТ6;

5 – преграда из 17 слоев, разбиение 0.23 Al_3Ti / (0.24+0.70) ВТ6;

6 – преграда из 17 слоев, разбиение (0.35+0.35) Al_3Ti / 0.47 ВТ6;

7 – преграда из 17 слоев, разбиение (0.52+0.52) Al_3Ti / 0.13 ВТ6.

Кроме того, вместо прослойки интерметаллида в композиционном слое была рассмотрена прослойка оксида алюминия Al_2O_3 как пример высокопрочной высокоплотной керамики. В этом случае были рассмотрены следующие варианты:

8 – преграда целиком из керамики Al_2O_3 , разбиение 0.47+0.47+0.23;

9 – преграда из 17 слоев, разбиение 0.47 Al_2O_3 / (0.47+0.23) ВТ6;

10 – преграда из 17 слоев, разбиение (0.47+0.47) Al_2O_3 / 0.23 ВТ6.

Также в качестве сравнения был рассмотрен менее прочный оксид алюминия Al_2O_3 . В отличие от ранее примененной керамики, для менее прочной динамической предел текучести составил 1.4 ГПа. Для этого случая были рассмотрены варианты:

11 – преграда целиком из менее прочной керамики, разбиение $0.47+0.47+0.23$;

12 – преграда из 17 слоев, разбиение 0.47 керамика / $(0.47+0.23)$ ВТ6.

В качестве базового варианта был выбран вариант 1. В данном случае преграда состояла из семнадцати чередующихся композиционных слоев: интерметаллид Al_3Ti – титановый сплав ВТ6, образующих последовательность Al_3Ti – ВТ6 – Al_3Ti – ВТ6 – ... – Al_3Ti – ВТ6. Толщина слоя интерметаллида в композиционном слое составила 0.94 мм, слоя из титанового сплава – 0.23 мм.

Характеристики вольфрамового сплава 93W–7FeCo были следующие: $\rho_0 = 18040$ кг/м³, $a = 3692$ м/с, $b = 1.481$, $\gamma_0 = 1.962$, $G_0 = 77.5$ ГПа, $\sigma_0 = 3.0$ ГПа, $c = 0$, $V_1 = 0.1 \cdot 10^{-4}$ см³/г, $V_2 = 2.9 \cdot 10^{-4}$ см³/г, $V_3 = 1.1 \cdot 10^{-2}$ см³/г, $V_4 = 2.2 \cdot 10^{-2}$ см³/г, $K_f = 0.5$ (м·с)/кг, $P_k = -3.0$ ГПа, $c_p^0 = 200$ Дж/(кг·К), $c_p^L = 360$ Дж/(кг·К), $T_m = 3695$ К, $\Delta H_m = 250$ кДж/кг.

Константы титанового сплава ВТ6 были следующие: $\rho_0 = 4426$ кг/м³, $a = 4990$ м/с, $b = 1.05$, $\gamma_0 = 1.1$, $G_0 = 41$ ГПа, $\sigma_0 = 1.2$ ГПа, $c = 0$, $V_1 = 4.52 \cdot 10^{-3}$ см³/г, $V_2 = 1.58 \cdot 10^{-4}$ см³/г, $V_3 = 4.5 \cdot 10^{-2}$ см³/г, $V_4 = 0.135$ см³/г, $K_f = 0.005$ (м·с)/кг, $P_k = -1.2$ ГПа, $c_p^0 = 526.3$ Дж/(кг·К), $c_p^L = 804.3$ Дж/(кг·К), $T_m = 1941$ К, $\Delta H_m = 305$ кДж/кг.

Константы материала, характеризующие интерметаллид Al_3Ti , были следующие: $\rho_0 = 3290$ кг/м³, $a = 5122$ м/с, $b = 1.375$, $\gamma_0 = 1.75$, $G_0 = 83$ ГПа, $\sigma_0 = 1.6$ ГПа, $c = 0$, $V_1 = 6.0 \cdot 10^{-3}$ см³/г, $V_2 = 2.2 \cdot 10^{-3}$ см³/г, $V_3 = 6.1 \cdot 10^{-2}$ см³/г, $V_4 = 0.122$ см³/г, $K_f = 0.5$ (м·с)/кг, $P_k = -0.4$ ГПа, $c_p^0 = 775.2$ Дж/(кг·К), $c_p^L = 904$ Дж/(кг·К), $T_m = 2327$ К, $\Delta H_m = 1093$ кДж/кг.

Константы материала, характеризующие керамику Al_2O_3 , были следующие: $\rho_0 = 3700$ кг/м³, $a = 7700$ м/с, $b = 1.3$, $\gamma_0 = 1.32$, $G_0 = 83$ ГПа, $\sigma_0 = 2.0$ ГПа, $c = 0$, $V_1 = 6.0 \cdot 10^{-3}$ см³/г, $V_2 = 2.2 \cdot 10^{-3}$ см³/г, $V_3 = 6.1 \cdot 10^{-2}$ см³/г, $V_4 = 0.122$ см³/г, $K_f = 0.5$ (м·с)/кг, $P_k = -0.7$ ГПа, $c_p^0 = 775.2$ Дж/(кг·К), $c_p^L = 904$ Дж/(кг·К), $T_m = 2327$ К.

На рис. 7.20 представлены полученные в численных расчетах хронограммы процесса внедрения ударника из вольфрамового сплава в семнадцатислойную композиционную преграду (вариант 1). Каждый слой интерметаллида был разбит на два ряда расчетных конечных элементов начальной высотой по 0.47 мм, слой из титанового сплава состоял из одного ряда расчетных элементов высотой 0.23 мм.

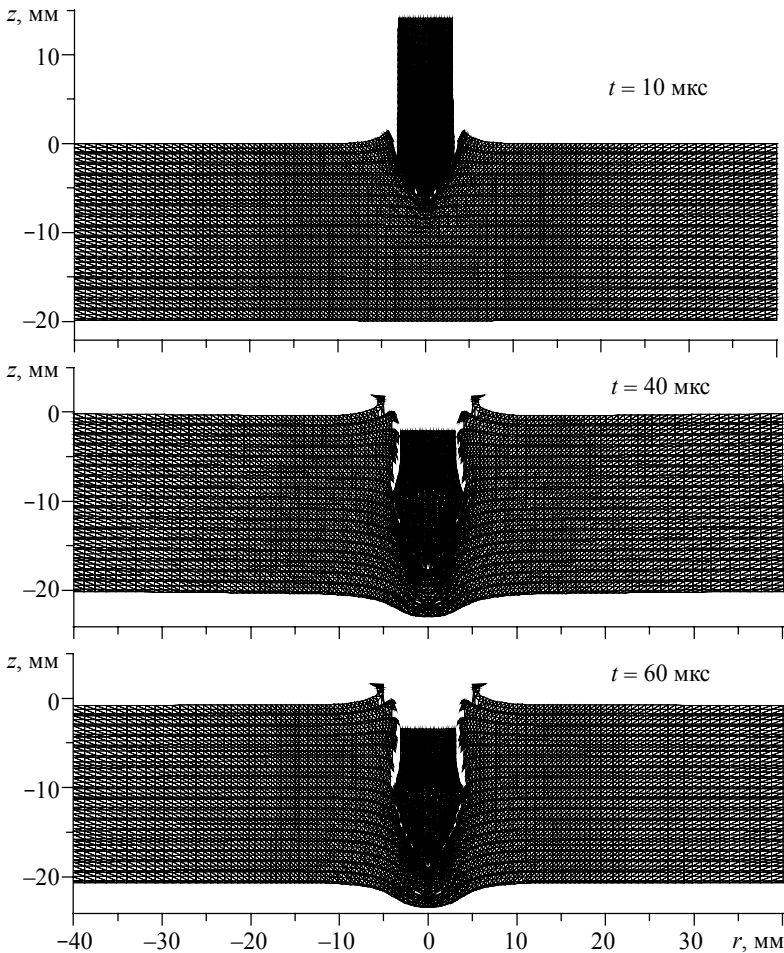


Рис. 7.20. Хронограммы процесса взаимодействия тел

Для расчетного варианта 1 на рис. 7.21 приведены распределения изолиний удельного объема микрповреждений, на рис. 7.22 – распределения изолиний удельной энергии сдвиговых деформаций, на рис. 7.23 представлены графики изменения во времени скорости движения ударника, на рис. 7.24 – графики изменения длины ударника и глубины его внедрения в многослойную преграду.

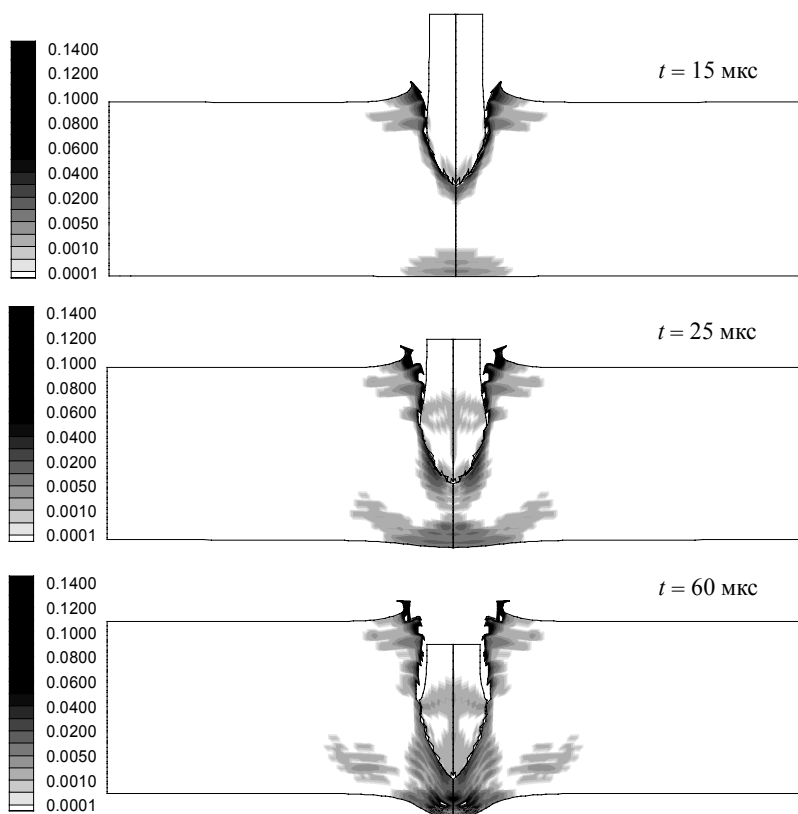


Рис. 7.21. Распределения изолиний удельного объема микроповреждений ($\text{см}^3/\text{г}$) во взаимодействующих телах в моменты времени 15, 25, 60 мкс

Приведенные результаты иллюстрируют процесс внедрения, деформирования и разрушения взаимодействующих тел. Ударник, несмотря на высокие прочностные характеристики, деформируется, а также разрушается, в основном в областях непосредственного контактирования с преградой. Кроме того, примерно в срединном сечении остатка ударника формируется область разрушений, описываемая удельным объемом микроповреждений, что может приводить к образованию магистральной трещины. Преграда по ходу внедрения ударника значительно деформируется и разрушается, в том числе образуется тыльная выпуклость, но сквозного пробития не наблюдается.

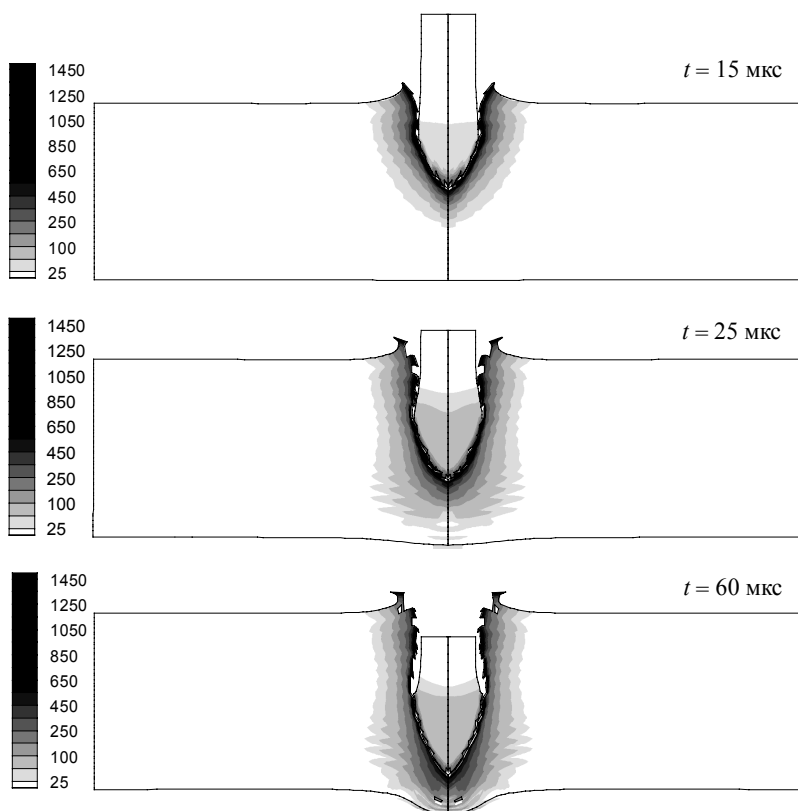


Рис. 7.22. Распределения изолиний удельной энергии сдвиговых деформаций (кДж/кг) во взаимодействующих телах в моменты времени 15, 25, 60 мкс

Поля удельного объема микрповреждений и удельной энергии сдвиговых деформаций отчетливо указывают на слоистый характер композиции преграды, причем слои, обладая разными физико-механическими характеристиками, разрушаются по разным превалирующим механизмам. Слои интерметаллида в основном накапливают удельный объем микрповреждений (обусловленный ростом трещин вследствие растягивающих напряжений), а слои титанового сплава, по сравнению со слоями интерметаллида, в большей степени накапливают удельную энергию сдвиговых деформаций вследствие пластических деформаций слоя.

Области с повышенным уровнем удельного объема микроповреждений наблюдаются около лицевой поверхности преграды, вдоль формирующегося кратера по ходу движения ударника, перед ударником, около тыльной поверхности преграды, а также на некотором удалении от оси удара, ближе к тыльной поверхности преграды, что может приводить к формированию области разрушения конусообразной формы. Что касается удельной энергии сдвиговых деформаций, то повышенные значения данного параметра наблюдаются в области взаимодействия.

Графики изменения скорости движения ударника на рис. 7.23 демонстрируют наличие локальных колебаний, что обусловлено волновыми эффектами, а также является следствием применения в численных расчетах критериев полного разрушения. В качестве таких критериев используются критические значения удельного объема микроповреждений и удельной энергии сдвиговых деформаций. При выполнении критериев полного разрушения расчетные элементы удаляются из дальнейшего расчета. При этом образуются пустоты, что ведет к локальному росту скорости движения до вступления во взаимодействие.

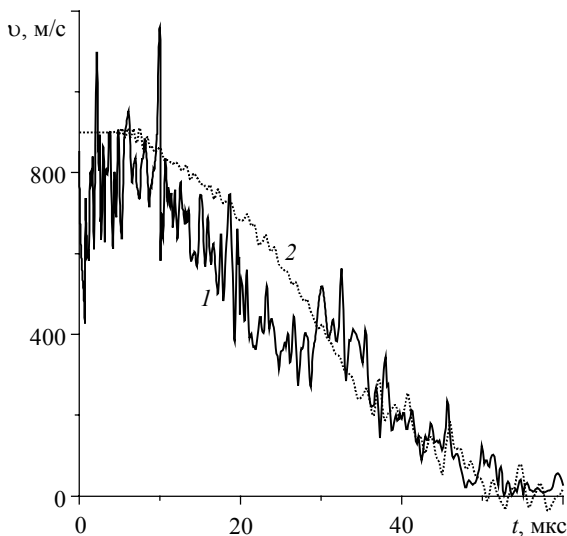


Рис. 7.23. Изменение скорости движения от времени. Кр. 1 — скорость движения осевой точки контактной поверхности, кр. 2 — скорость движения осевой точки тыльной поверхности ударника

Именно этим объясняются экстремумы скорости осевой точки контактной поверхности ударника (кривая 1, рис. 7.23). В целом можно констатировать, что скорости движения контактной и тыльной осевых точек ударника становятся близкими примерно к 30 мкс после начала взаимодействия (ударник после этого движется подобно единому целому) и падают до уровня, близкого к нулю, примерно к 50 мкс, что в данном случае можно принять за время окончания взаимодействия.

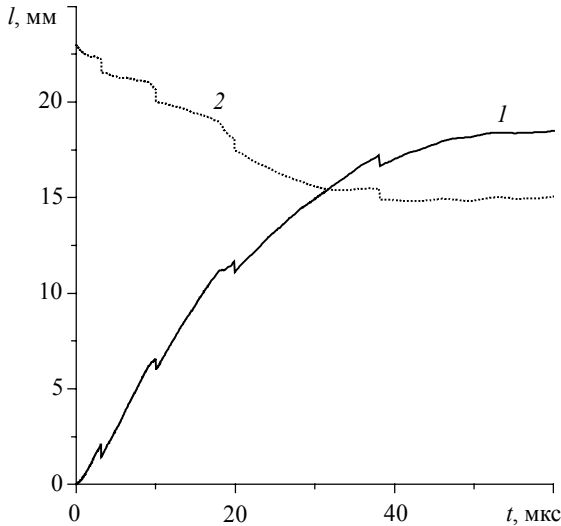


Рис. 7.24. Изменение длины ударника и глубины внедрения от времени. Кр. 1 – глубина внедрения ударника в преграду, кр. 2 – текущая длина ударника

Скачкообразные переходы на графиках (кривые 1 и 2 на рис. 7.24) также обусловлены влиянием критериев полного разрушения. При удалении расчетных элементов скачкообразно изменяется длина ударника (кривая 2, рис. 7.24), а также меняется контрольная точка, определяющая глубину внедрения в преграду (кривая 1, рис. 7.24). Значение конечной глубины внедрения (точнее, координаты осевой точки контактной поверхности ударника) в данном случае равно 18.49 мм.

7.3.3. Оценка эффективности многослойных титан – триалюминид титановых композитов при вариации толщин слоев

Рассматривались следующие варианты многослойной преграды:

- 4 – преграда из 17 слоев,
разбиение $0.47 \text{ Al}_3\text{Ti} / (0.47+0.23) \text{ VT6}$;
- 5 – преграда из 17 слоев,
разбиение $0.23 \text{ Al}_3\text{Ti} / (0.24+0.70) \text{ VT6}$;
- 6 – преграда из 17 слоев,
разбиение $(0.35+0.35) \text{ Al}_3\text{Ti} / 0.47 \text{ VT6}$;
- 7 – преграда из 17 слоев,
разбиение $(0.52+0.52) \text{ Al}_3\text{Ti} / 0.13 \text{ VT6}$.

Рис. 7.25–7.28 иллюстрируют для каждого случая расчетную сетку (а), распределения изолиний удельного объема микроповреждений ($\text{см}^3/\text{г}$) (б) и распределения изолиний удельной энергии сдвиговых деформаций ($\text{кДж}/\text{кг}$) (в) в момент времени 60 мкс после начала взаимодействия.

В данных вариантах наблюдается сквозное пробитие преграды. Уменьшение толщины слоя интерметаллида (варианты 4, 5 на рис. 7.25, 7.26 соответственно) приводит к все более худшим результатам с точки зрения стойкости преграды к высокоскоростному удару. Наиболее показателен вариант 5. Слой интерметаллида толщиной 0.23 мм выступает как ослабляющий элемент, быстро разрушаясь еще при прохождении ударной волны.

В результате ударник последовательно пробивает набор пластин из титанового сплава с малопрочными прослойками между ними. Увеличение толщины интерметаллидной прослойки в композиционном слое до 0.70 мм (вариант 6, рис. 7.27) и до 104 мм (вариант 7, рис. 7.28) в целом не меняет характера разрушения преграды. Однако уменьшение толщины прослойки из титанового сплава относительно интерметаллидного не позволяет демпфировать рост разрушений в интерметаллиде, что приводит к росту объема повреждений в преграде в целом и сквозному ее пробитию.

Значение глубины внедрения к моменту времени 60 мкс составляет: вариант 4 – 28.71 мм; вариант 6 – 26.44 мм; вариант 5 – 26.7 мм к 46 мкс.

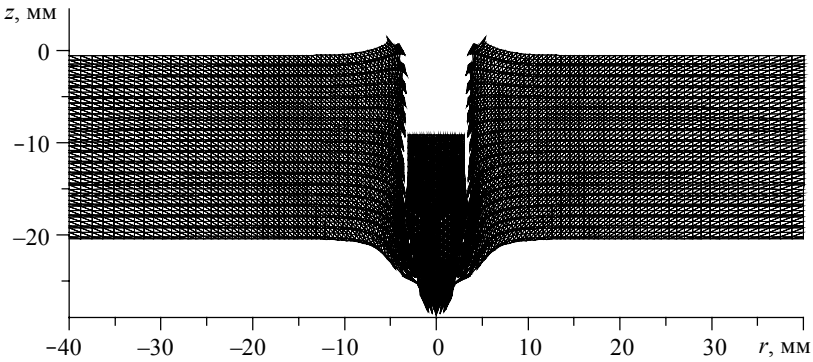


Рис. 7.25а. Хронограмма процесса взаимодействия тел в момент времени $t = 60$ мкс.
Вариант 4: 17 композиционных слоев 0.47 мм Al_3Ti / (0.47+0.23) мм ВТ6

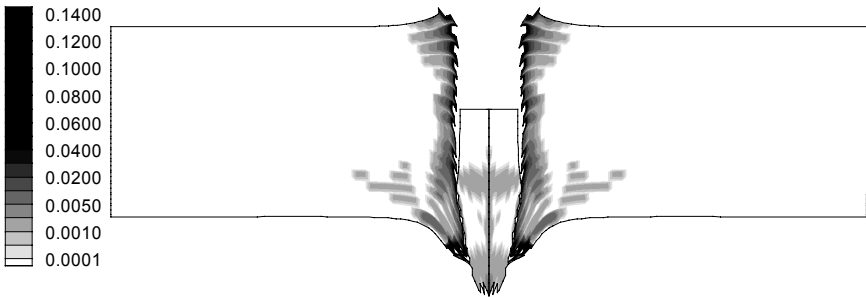


Рис. 7.25б. Распределения изолиний удельного объема микрповреждений (cm^3/g)
во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 4)

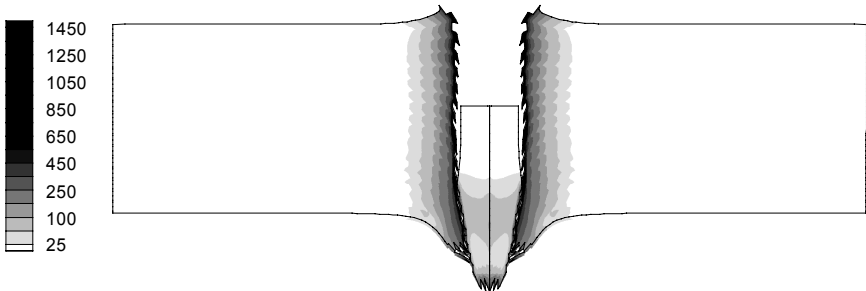


Рис. 7.25в. Распределения изолиний удельной энергии сдвиговых деформаций
(kJ/kg) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 4)

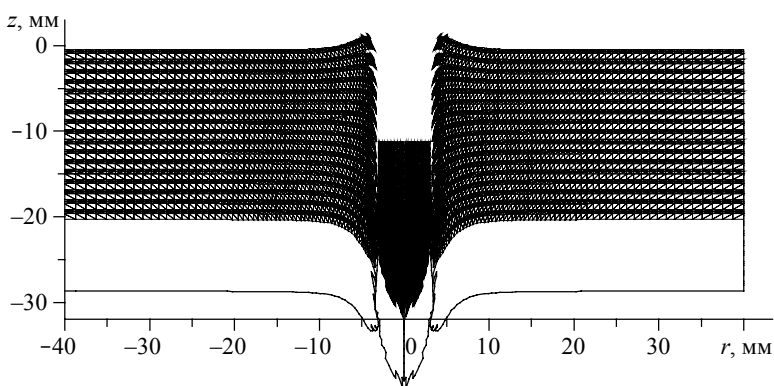


Рис. 7.26а. Хронограмма процесса взаимодействия тел в момент времени $t = 60$ мкс.
Вариант 5: 17 композиционных слоев 0.23 мм $Al_3Ti/(0.24+0.70)$ мм ВТ6

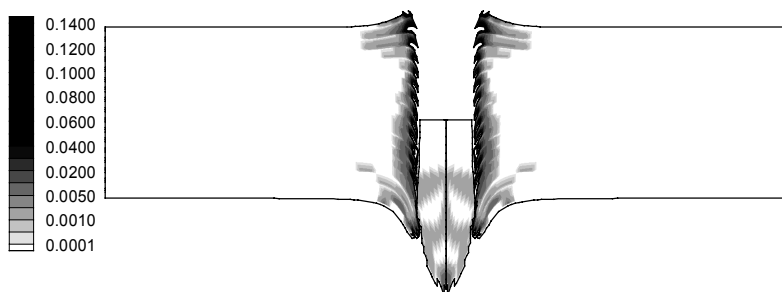


Рис. 7.26б. Распределения изолиний удельного объема микрповреждений (cm^3/g) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 5)

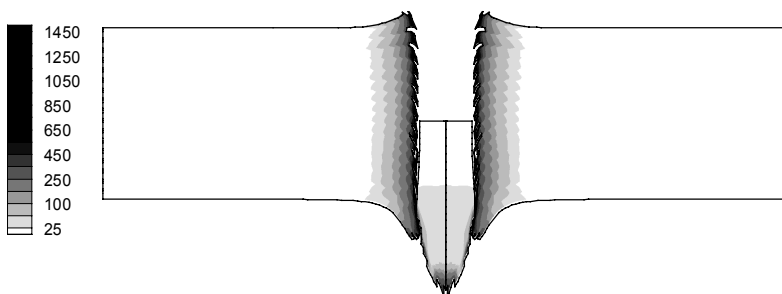


Рис. 7.26в. Распределения изолиний удельной энергии сдвиговых деформаций (kJ/kg) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 5)

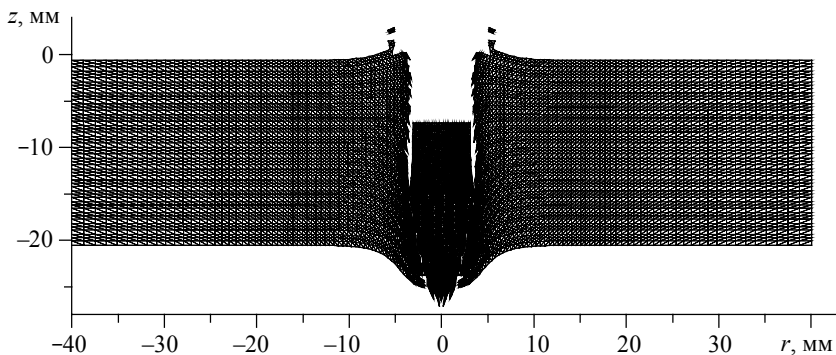


Рис. 7.27а. Хронограмма процесса взаимодействия тел в момент времени $t = 60$ мкс.
Вариант 6: 17 композиционных слоев (0.35+0.35) мм Al_3Ti / 0.47 мм ВТ6

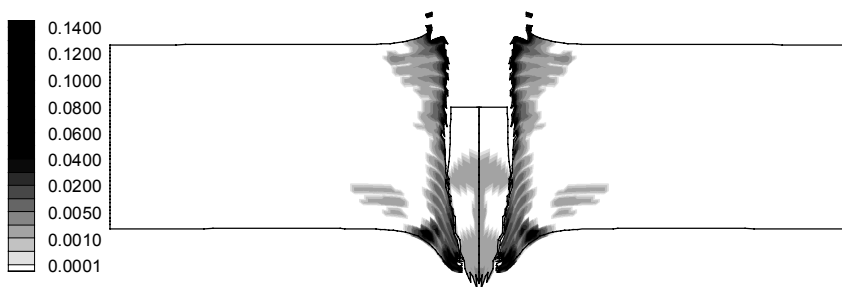


Рис. 7.27б. Распределения изолиний удельного объема микрповреждений (cm^3/g)
во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 6)

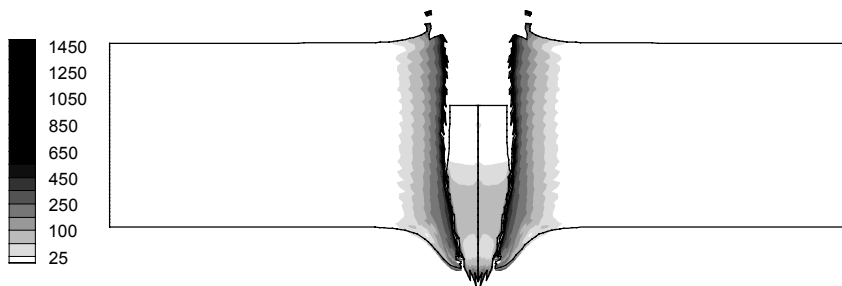


Рис. 7.27в. Распределения изолиний удельной энергии сдвиговых деформаций
(kJ/kg) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 6)

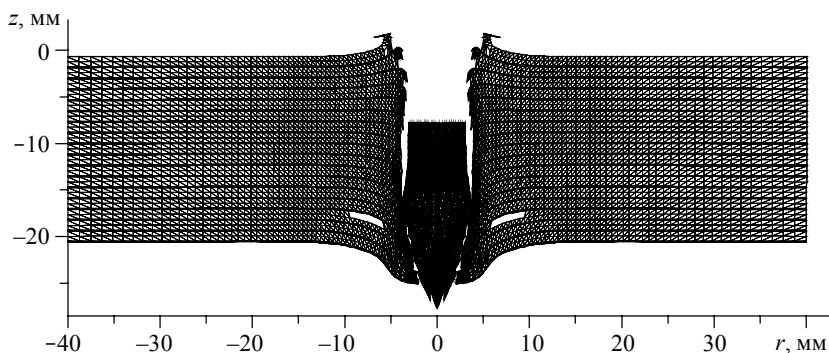


Рис. 7.28а. Хронограмма процесса взаимодействия тел в момент времени $t = 60$ мкс.
Вариант 7: 17 композиционных слоев $(0.52+0.52)$ мм Al_3Ti / 0.13 мм ВТ6

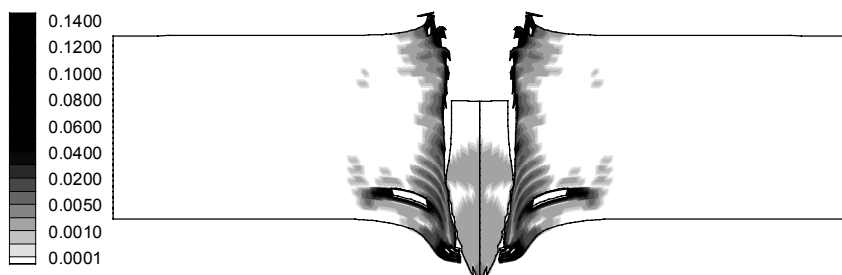


Рис. 7.28б. Распределения изолиний удельного объема микрповреждений (cm^3/g)
во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 7)

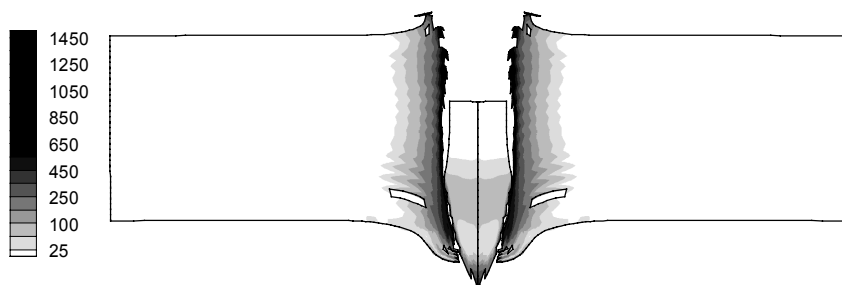


Рис. 7.28в. Распределения изолиний удельной энергии сдвиговых деформаций
(kJ/kg) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 7)

7.3.4. Сравнение особенностей разрушения металло-интерметаллидных композитов с металлическими и керамическими преградами

Рассматривались следующие варианты преграды:

- 2 – преграда целиком из интерметаллида Al_3Ti ,
разбиение $0.47 + 0.47 + 0.23$;
- 3 – преграда целиком из титанового сплава ВТ6,
разбиение $0.47 + 0.47 + 0.23$;
- 8 – преграда целиком из керамики Al_2O_3 ,
разбиение $0.47+0.47+0.23$;
- 9 – преграда из 17 слоев, разбиение $0.47 Al_2O_3 / (0.47+0.23) ВТ6$;
- 10 – преграда из 17 слоев, разбиение $(0.47+0.47) Al_2O_3 / 0.23 ВТ6$.
- 11 – преграда целиком из менее прочной керамики,
разбиение $0.47 + 0.47 + 0.23$;
- 12 – преграда из 17 слоев,
разбиение 0.47 керамика / $(0.47+0.23) ВТ6$.

Результаты вариантов расчетов 2 и 3 приведены с целью выявить влияние слоистого строения преграды в сравнении с монолитной. В варианте 2 (рис. 7.29) преграда была целиком из интерметаллида. В этом случае наблюдается сквозное пробитие преграды с формированием значительных областей повреждений около лицевой поверхности преграды, по ходу движения ударника и на тыльной поверхности преграды. Для преграды из титанового сплава (рис. 7.30) сквозного пробития не наблюдается, хотя состояние преграды близко к пробитию. Разрушения формируются в основном по ходу движения ударника, а на тыльной поверхности преграды могут образовываться магистральные трещины.

Рис. 7.31–7.33 (расчетные варианты 8 – 10 соответственно) иллюстрируют применение высокопрочной керамики (в данном случае оксида алюминия Al_2O_3) вместо интерметаллида. Рис. 7.31, соответствующий целиком керамической преграде, демонстрирует значительный объем разрушений в преграде, но ударник при этом останавливается примерно на половине толщины преграды. Близкую глубину внедрения иллюстрирует рис. 7.32 (вариант 9 – аналог основного варианта 1 с заменой прослойки интерметаллида на высокопрочную керамику), при этом уровень поврежденности преграды существенно падает. При росте толщины прослойки керамики до 0.94 мм (при одновременном уменьшении толщины прослойки из титанового сплава до 0.23 мм) уровень поврежденности преграды возрастает, но глубина внедрения остается примерно на том же уровне.

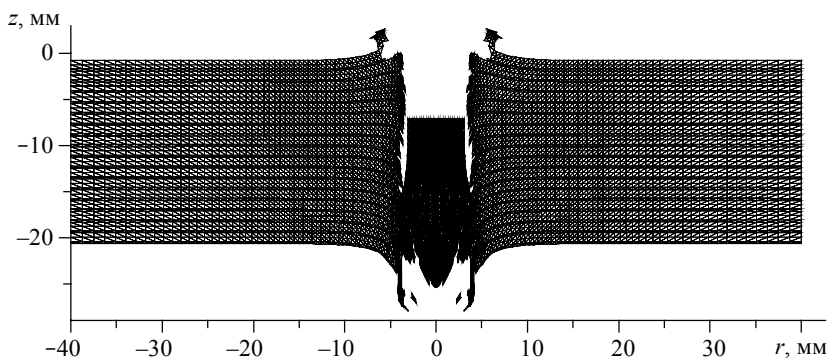


Рис. 7.29а. Хронограмма процесса взаимодействия тел в момент времени $t = 60$ мкс. Вариант 2 – преграда целиком из интерметаллида Al_3Ti , разбиение $0.47+0.47+0.23$

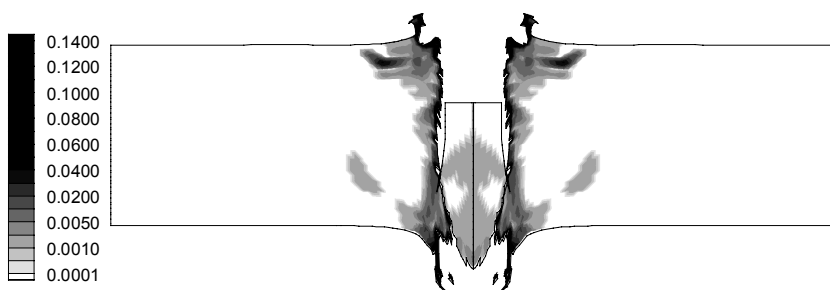


Рис. 7.29б. Распределения изолиний удельного объема микрповреждений (cm^3/g) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 2)

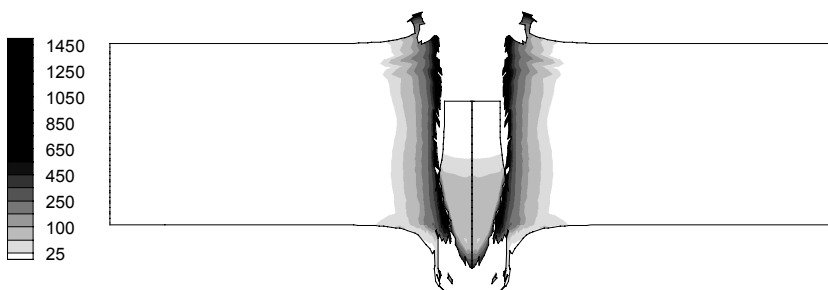


Рис. 7.29в. Распределения изолиний удельной энергии сдвиговых деформаций (kJ/kg) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 2)

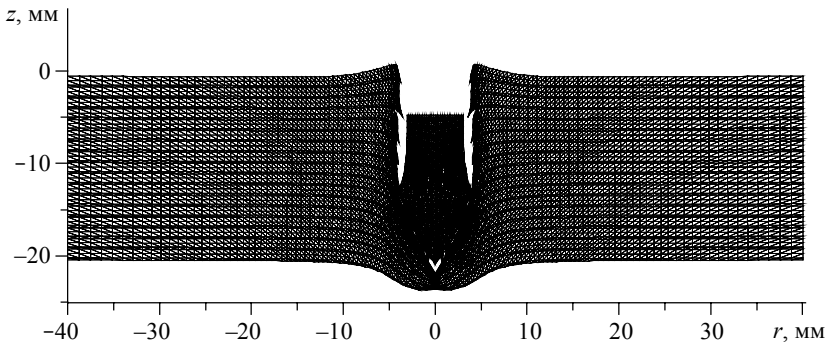


Рис. 7.30а. Хронограмма процесса взаимодействия тел в момент времени $t = 60$ мкс. Вариант 3 – преграда целиком из титанового сплава ВТ6, разбиение $0.47+0.47+0.23$

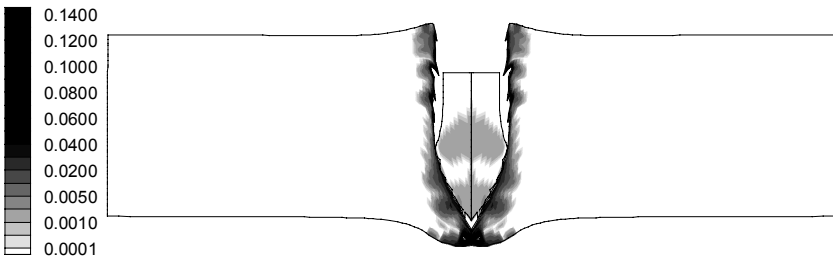


Рис. 7.30б. Распределения изолиний удельного объема микровреждений ($\text{см}^3/\text{г}$) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 3)

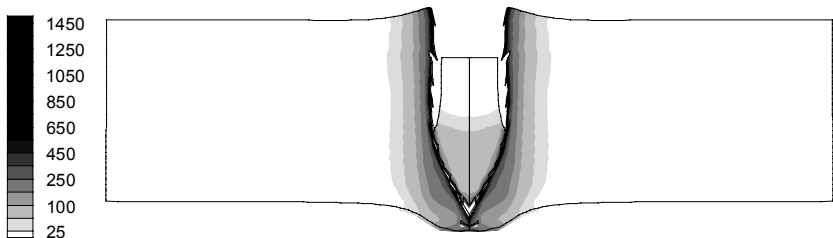


Рис. 7.30в. Распределения изолиний удельной энергии сдвиговых деформаций ($\text{кДж}/\text{кг}$) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 3)

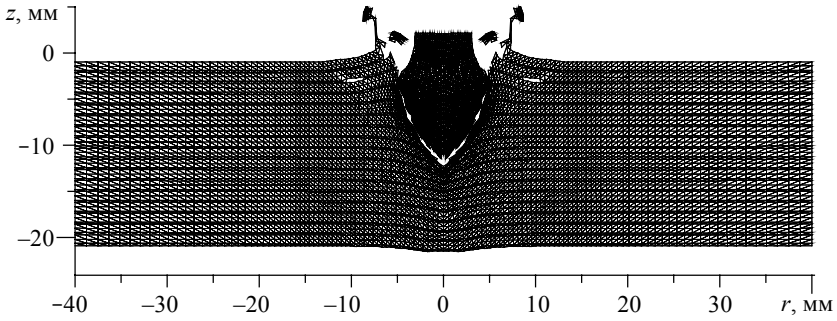


Рис. 7.31а. Хронограмма процесса взаимодействия тел в момент времени $t = 60$ мкс. Вариант 8: преграда целиком из керамики Al_2O_3 , разбиение $(0.47+0.47+0.23)$ мм

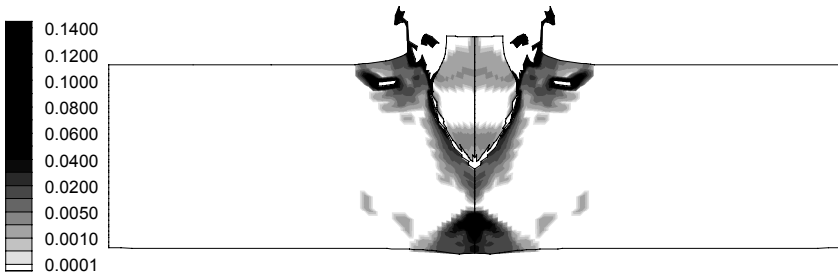


Рис. 7.31б. Распределения изолиний удельного объема микрповреждений (cm^3/g) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 8)

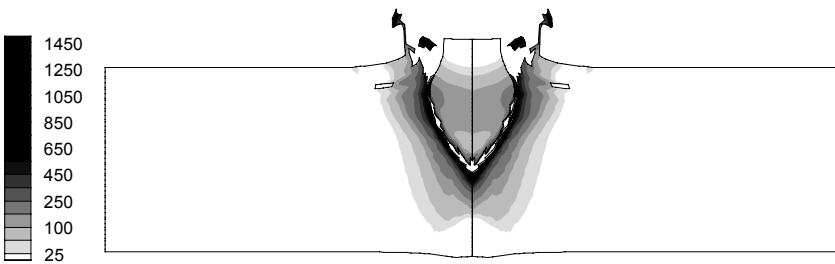


Рис. 7.31в. Распределения изолиний удельной энергии сдвиговых деформаций (kJ/kg) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 8)

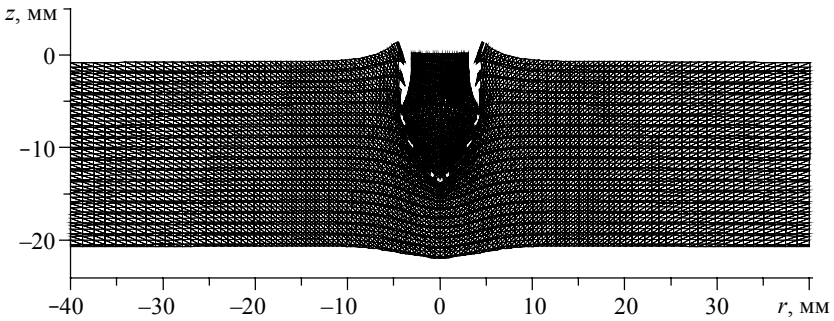


Рис. 7.32а. Хронограмма процесса взаимодействия тел в момент времени $t = 60$ мкс.
Вариант 9: 17 композиционных слоев 0.47 мм Al_2O_3 / $(0.47 + 0.23)$ мм ВТ6

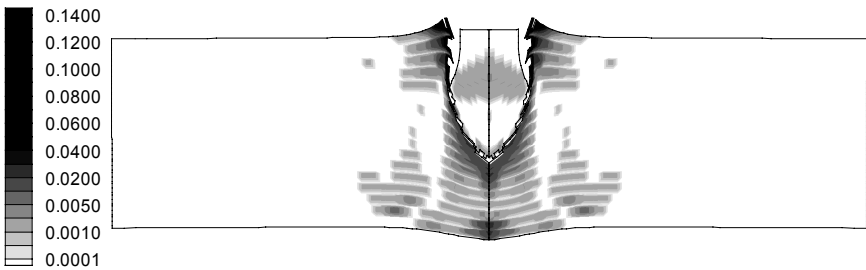


Рис. 7.32б. Распределения изолиний удельного объема микроповреждений (cm^3/g)
во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 9)

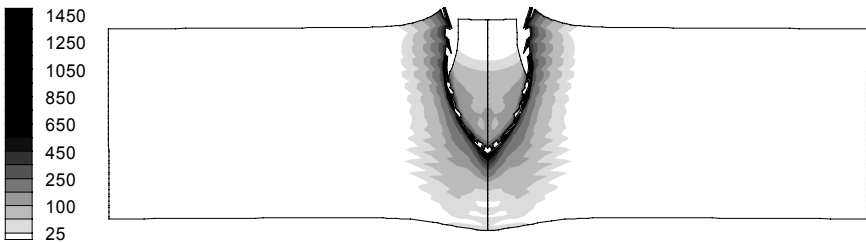


Рис. 7.32в. Распределения изолиний удельной энергии сдвиговых деформаций
(kJ/kg) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 9)

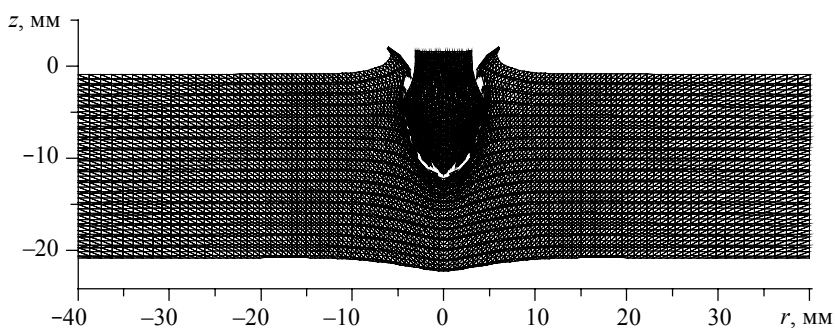


Рис. 7.33а. Хронограмма процесса взаимодействия тел в момент времени $t = 60$ мкс.
Вариант 10: 17 композиционных слоев (0.47+0.47) мм Al_2O_3 / 0.23 мм ВТ6

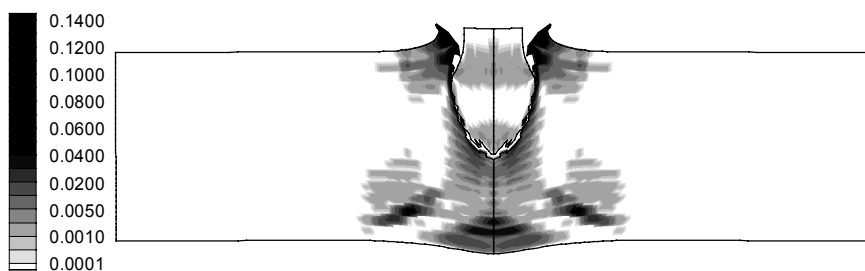


Рис. 7.33б. Распределения изолиний удельного объема микрповреждений ($\text{см}^3/\text{г}$) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 10)

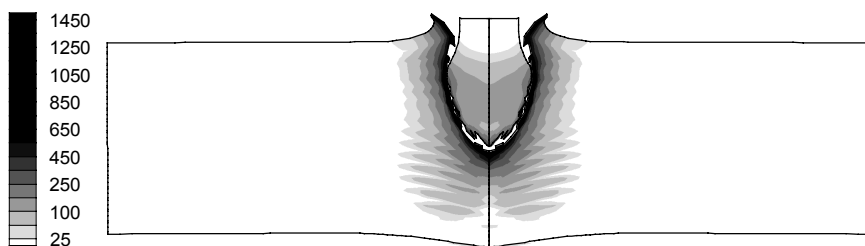


Рис. 7.33в. Распределения изолиний удельной энергии сдвиговых деформаций ($\text{кДж}/\text{кг}$) во взаимодействующих телах в момент времени $t = 60$ мкс (вариант 10)

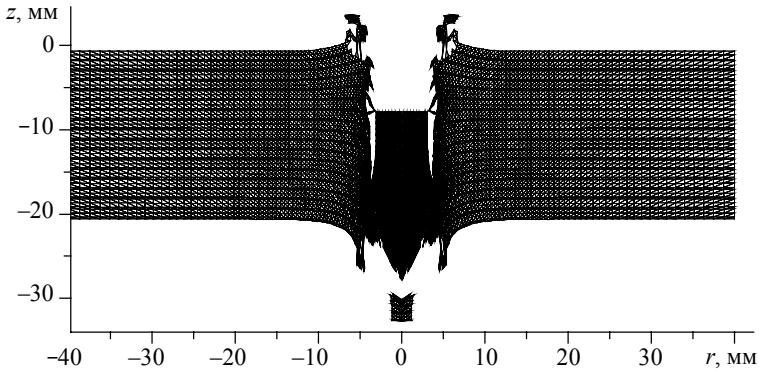


Рис. 7.34а. Хронограмма процесса взаимодействия тел в момент времени $t = 60$ мкс. Вариант 11: преграда целиком из менее прочной керамики Al_2O_3 , разбисение $(0.47+0.47+0.23)$ мм.

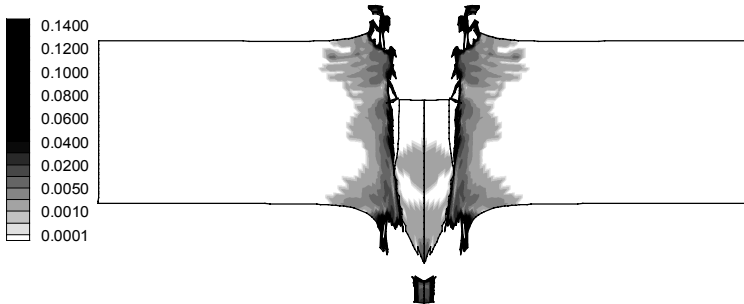


Рис. 7.34б. Распределения изолиний V_f (cm^3/g), $t = 60$ мкс (вариант 11).

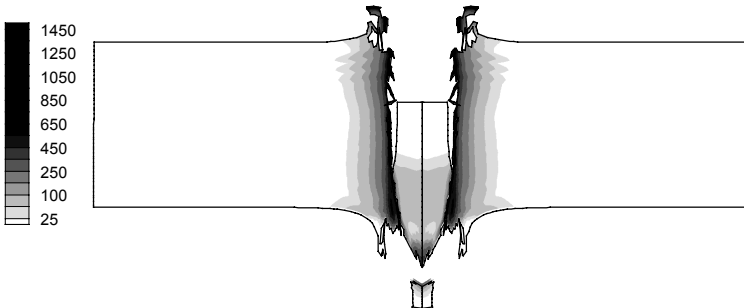


Рис. 7.34в. Распределения изолиний $E_{сдв}$ (kJ/kg), $t = 60$ мкс (вариант 11)

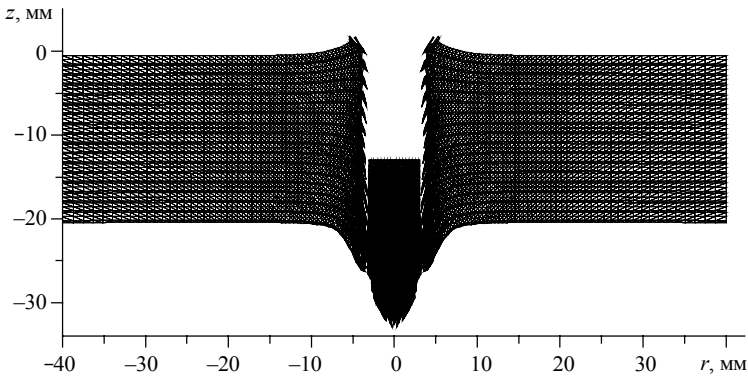


Рис. 7.35а. Хронограмма процесса взаимодействия тел в момент времени $t = 60$ мкс.
 Вариант 12: 17 композиционных слоев 0.47 мм керамика / (0.47+0.23) мм ВТ6

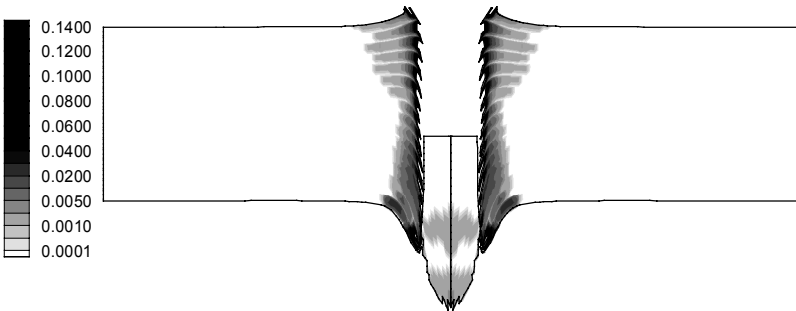


Рис. 7.35б. Распределения изолиний V_f (см³/г), $t = 60$ мкс (вариант 12)

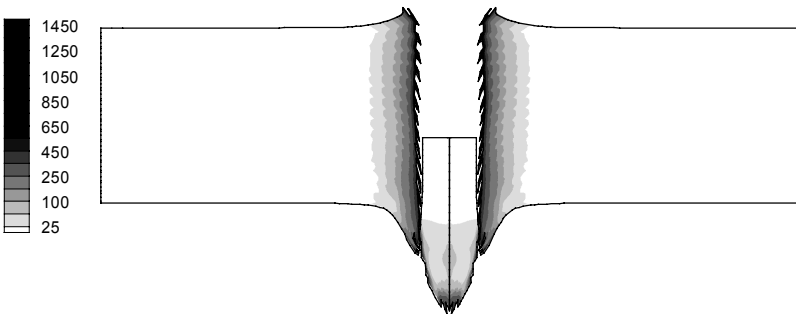


Рис. 7.35в. Распределения изолиний $E_{сдв}$ (кДж/кг), $t = 60$ мкс (вариант 12)

Снижение прочности керамической преграды (уменьшение значения динамического предела текучести с 2.0 ГПа до 1.4 ГПа) приводит к качественному изменению характера взаимодействия.

Рис. 7.34 и 7.35 иллюстрируют сквозное пробитие преграды с формированием значительных областей разрушения в монолитной преграде (рис. 7.34), что близко к варианту 2 (рис. 7.29), и преобладанием «послойного» характера разрушения слоистой преграды (рис. 7.35), близко к вариантам 4 и 5 (рис. 7.25 и 7.26, соответственно).

Оценить эффективность выбранного построения композиционной преграды с точки зрения ее стойкости при высокоскоростном ударе можно по изменению глубины внедрения ударника в преграду. На рис. 7.36 и 7.37 представлены графики изменения во времени глубины внедрения ударника для рассматриваемых вариантов.

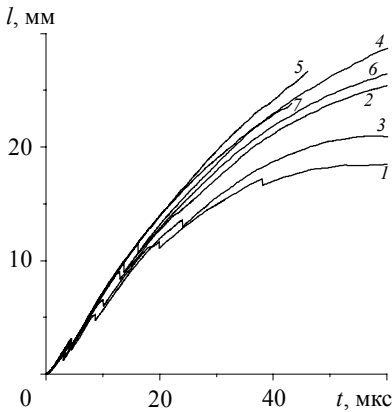


Рис. 7.36. Изменение глубины внедрения ударника в различные преграды от времени. Номера кривых соответствуют номерам расчетных вариантов.

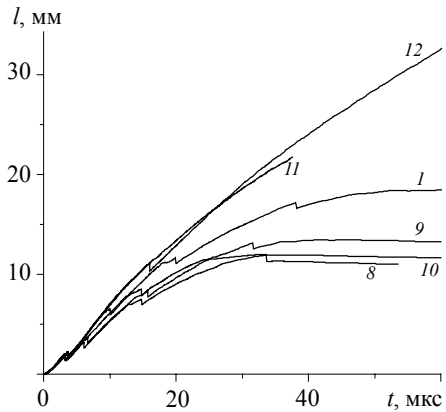


Рис. 7.37. Изменение глубины внедрения ударника в различные преграды от времени. Номера кривых соответствуют номерам расчетных вариантов.

Значение глубины внедрения к моменту времени 60 мкс составляет:

- вариант 1 – 18.49 мм;
- вариант 2 – 25.41 мм;
- вариант 3 – 20.9 мм;
- вариант 4 – 28.71 мм;
- вариант 6 – 26.44 мм;

- вариант 9 – 13.28 мм;
- вариант 10 – 13.28 мм;
- вариант 12 – 32.64 мм.

Для следующих вариантов значение глубины внедрения на указанные моменты времени составляет:

- вариант 5 – 26.7 мм к 46 мкс;
- вариант 7 – 23.8 мм к 43.2 мкс;
- вариант 8 – 12.0 мм к 53.5 мкс;
- вариант 11 – 21.8 мм к 37.5 мкс.

Для вариантов 2, 4–7, 11, 12 значение l_k продолжает расти, что означает пробитие преграды и движение остатка ударника в запреградном пространстве. Для вариантов 1, 3, 8–10 фиксируется остановка ударника на соответствующих глубинах, что означает отсутствие пробития. При этом для вариантов 8–10 с высокопрочной керамикой глубина внедрения достигает максимума примерно к 35 мкс, составляя для вариантов 8 и 10 – 12.0 мм, для варианта 9 – 13.5 мм, а затем падает в связи с имеющим место движением ударника в обратном направлении.

Таким образом, для исследованных условий взаимодействия эффективными к высокоскоростному удару проявили себя преграды, содержащие высокопрочную керамику, преграда, целиком состоящая из титанового сплава, и композиционная преграда интерметаллид / титановый сплав варианта 1. При этом преграда из оксида алюминия демонстрирует низкую трещиностойкость, что может приводить к ее полному разрушению после соударения. Преграда из титанового сплава ВТ6 выдерживает удар на пределе пробития.

Выводы

В данной главе рассмотрено решение задачи создания математической модели для исследования механического поведения многослойных металло-интерметаллидных композитов при динамических воздействиях, развития модели разрушения широкодиапазонного типа применительно к плотным хрупким материалам в условиях ударно-волнового нагружения. Методом численного моделирования в осесимметричной постановке исследованы процессы динамического взаимодействия ударников с композиционными преградами, выявлены особенности деформирования и разрушения многослойных металло-интерметаллидных преград.

В результате проведенных исследований получены следующие результаты:

1. Численно исследованы особенности деформирования и разрушения многослойных металло-интерметаллидных композиционных преград, состоящих из чередующихся слоев интерметаллида Al_3Ti – титановый сплав ВТ6, при ударе по нему ударником из вольфрамового сплава с начальной скоростью до 1000 м/с. Для описания процесса разрушения интерметаллида применена модель разрушения плотных хрупких материалов. Установлено, что разрушение слоев композиционной преграды идет по различным преобладающим механизмам – хрупкому (слой интерметаллида) и пластичному (слой металла).

2. Проведены численные исследования механического поведения многослойных металло-интерметаллидных композиционных преград, а также однородных – из материалов, составляющих композиционный слой: интерметаллидных, металлических, прочных и высокопрочных керамических на основе оксида алюминия. Показано, что однородная преграда из интерметаллида Al_3Ti или из титанового сплава ВТ6 является менее стойкой к ударно-волновому нагружению по сравнению с композиционной. Для исследованных условий взаимодействия эффективными к высокоскоростному удару (отсутствие пробития) проявили себя преграды, содержащие высокопрочную керамику из оксида алюминия, преграда, целиком состоящая из титанового сплава, и композиционная преграда варианта 1 (соотношение толщин слоев $\sim 4:1$). При этом преграда из оксида алюминия демонстрирует низкую трещиностойкость, что может приводить к ее полному разрушению после соударения. Преграда из титанового сплава ВТ6 выдерживает удар на пределе пробития.

3. Для исследованных условий нагружения найдено соотношение толщин слоев интерметаллид (алюминид титана Al_3Ti) / металл (титановый сплав ВТ6), близкое к 4, при котором многослойная композиционная металло-интерметаллидная преграда оказывается наиболее эффективной (отсутствие пробития, наименьшая глубина кратера в композиционной преграде, высокая трещиностойкость) к динамическому воздействию.

Литература к главе 7

1. *Физика взрыва* / под ред. Л.П. Орленко. – 3-е изд., переработанное: в 2 т. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. – 1488 с.
2. *Ударные волны и экстремальные состояния вещества* / под ред. В.Е. Фортова, Л.В. Альтшулера, Р.Ф. Трунина, А.И. Фунтикова. – М.: Наука, 2000. – 425 с.
3. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. – М.: Янус-К, 1996. – 408 с.
4. *Фомин В.М., Гулидов А.И., Сапожников Г.А. и др.* Высокоскоростное взаимодействие тел. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. – 600 с.
5. *Теоретические и экспериментальные исследования высокоскоростного взаимодействия тел* / под ред. А.В. Герасимова. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2007. – 572 с.
6. *Селиванов В.В., Новиков С.А., Кобылкин И.Ф.* Взрывные технологии. – М.: МГТУ им. Баумана, 2008. – 648 с.
7. *Даниленко В.В.* Взрыв: физика, техника, технология. – М.: Энергоатомиздат, 2010. – 784 с.
8. *Динамика удара*: пер. с англ. / Дж.А. Зукас, Т. Николас, Х.Ф. Свифт и др. – М.: Мир, 1985. – 296 с.
9. *Высокоскоростные ударные явления*: пер. с англ. / под ред. В.Н. Николаевского. – М.: Мир, 1973. – 536 с.
10. *Анциферов В.Н., Сиротенко Л.Д., Ханов А.М., Яковлев И.В.* Композиционные материалы и конструкции на основе титана и его соединений. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2001. – 370 с.
11. *Vecchio K.S.* Synthetic multifunctional metallic-intermetallic laminate composites // JOM. – 2005. – P. 25 – 31.
12. *Harach D.J., Vecchio K.S.* Microstructure evolution in metal-intermetallic laminate (MIL) composites synthesized by reactive foil sintering in air // Metallurgical and Materials Transactions 32A. – 2001. – P. 1493–1505.
13. *Price R.D., Jiang F., Kulin R.M., Vecchio K.S.* Effects of ductile phase volume fraction on the mechanical properties of Ti-Al₃Ti metal-intermetallic laminate (MIL) // Materials Science and Engineering A. – 2011. – V. 528. – P. 3134–3146.
14. *Patselov A., Greenberg B., Gladkovskii S., Lavrikov R., Borodin E.* Layered metal-intermetallic composites in Ti–Al system: strength under static and dynamic load // AASRI Procedia. – 2012. – V. 3. – P. 107–112.
15. *Zelepugin S.A., Mali V.I., Zelepugin A.S., Ilina E.V.* Failure of metallic-intermetallic laminate composites under dynamic loading // Shock Compression of Condensed Matter. USA: American Institute of Physics. – 2012. – V. 1426. – P. 1101–1104.
16. *Bataev I.A., Bataev A.A., Mali V.I., Pavliukova D.V.* Structural and mechanical properties of metallic-intermetallic laminate composites produced by explosive welding and annealing // Mater. Des. – 2012. – V. 35. – P. 225–234.
17. *Rawers J.C., Hansen J.S., Alman D.E., Hawk J.A.* Formation of sheet metal-intermetallic composites by self-propagating high-temperature reactions // Journal of Materials Science Letters. – 1994. – P. 1357–1360.

18. *Alman D.E., Rawers J.C., Hawk J.A.* Microstructural and failure characteristics of metal-intermetallic layered sheet // *Composites Metallurgical and Materials Transactions.* – 1995. – V. 26A. – P. 589–599.
19. *Alman D.E., Dogan C.P., Hawk J.A., Rawers J.C.* Processing, structure and properties of metal-intermetallic layered composites // *Materials Science and Engineering.* – 1995. – V. A192. – P. 624–632.
20. *Rawers J.C., Maupin H.E.* Metall-intermetallic composites formed by reaction-sintering metal foils // *J. Mat. Sc. Letters.* – 1993. – V. 12. – P. 637–642.
21. *Дерibas А.А.* Физика упрочнения и сварки взрывом. – Новосибирск: Наука, 1980. – 220 с.
22. *Лысак В.И., Кузьмин С.В.* Сварка взрывом. – М.: Машиностроение, 2005. – 544 с.
23. *Батаев А.А.* Композиционные материалы: строение, получение, применение. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2002. – 377 с.
24. *Оголихин В.М.* Сварка взрывом тонколистовых заготовок с пакетным и рулонным расположением свариваемых элементов // *Сварочное производство.* – 2007. – № 12. – С. 41–65.
25. *Кузьмин С.В., Лысак В.И., Хаустов С.В., Сильченко Т.Ш.* Об основных принципах проектирования режимов сварки взрывом металлических слоистых композитов // *Известия ВолгГТУ.* – 2006. – № 9. – С. 4–15.
26. *Аннин Б.Д., Садовская О.В., Садовский В.М.* Численное моделирование косоуго соударения пластин в упругопластической постановке // *Физическая мезомеханика.* – 2000. – Т. 3. – № 4. – С. 23–28.
27. *Крупин А.В., Соловьёв В.А., Попов Г.С.* Обработка металлов взрывом. – М: Металлургия, 1991. – 496 с.
28. *Оголихин В.М., Яковлев И.В.* Сварка взрывом металлических слоистых композиционных материалов с пакетным расположением свариваемых заготовок // *Известия ВолгГТУ.* – 2006. – № 5. – С. 66–70.
29. Патент РФ № 2006136955/09/040228. Гибкий токоподвод и способ его изготовления сваркой взрывом / Оголихин В.М. ИГиЛ СО РАН. 2006.
30. *Трыков Ю.П., Ярошенко В.П., Слаутин О.В.* Особенности поведения при деформации слоистых композитов, полученных сваркой взрывом // *Известия ВолгГТУ.* – 2007. – № 5. – С. 68–72.
31. *Трыков Ю.П., Шморгул В.Г., Гуревич Л.М.* Деформация слоистых композитов: Монография. – Волгоград: ВолгГТУ, 2001. – 242 с.
32. *Oh J., Pyo S.G., Lee S.* Fabrication of multilayered titanium aluminide sheets by self-propagating high-temperature synthesis reaction using hot rolling and heat treatment // *Journal of Materials Science.* – 2003. – P. 3647–3651.
33. *Cao J., Feng J.C., Li Z.R.* Joining of TiAl intermetallic by self-propagating synthesis // *J. Mater. Sci.* – 2006. – P. 4720–4724.
34. *Li T., Grignon F., Benson D.J., Vecchio K.S., Olevsky E.A., Fengchun J., Rohatgi A., Schwarz R.B., Meyers M.A.* Modeling the elastic properties and damage evolution in Ti–Al₃Ti metal–intermetallic laminate (MIL) composites // *Materials Science and Engineering A.* – 2004. – V. 374. – P. 10–26.

35. *Li T., Fengchun J., Olevsky E.A., Vecchio K.S., Meyers M.A.* Damage evolution in Ti-6Al-4V-Al₃Ti metal-intermetallic laminate composites // *Materials Science and Engineering A*. – 2007. – V. 443. – P. 1–15.
36. *Rohatgi A., Harach D.J., Vecchio K.S., Harvey K.P.* Resistance-curve and fracture behavior of Ti-Al₃Ti metallic–intermetallic laminate (MIL) composites // *Acta Materialia*. – 2003. – V. 51. – P. 2933–2957.
37. *Алфутов Н.А., Зиновьев П.А., Понов Б.Г.* Расчёт многослойных пластин и оболочек из композиционных материалов. – М.: Машиностроение, 1984. – 263 с.
38. *Бохоева Л.А.* Особенности расчета на прочность элементов конструкций из изотропных и композиционных материалов с допустимыми дефектами: монография. – Улан-Удэ: Изд-во ВСГТУ, 2007. – 192 с.
39. *Budiaslhy B.* Theory of buckling and post buckling of elastic structures // *Advances in Applied Mechanics*. – 1974. – V. 14. – P. 1–65.
40. *Chen H.P., Doong J.L.* Postbuckling behavior of a thick plate // *AIAA Journal*. – 1983. – V. 21. – No. 8. – P. 1157–1161.
41. *Kulkarni S.V., Frederick D.* Buckling of partially debonded layered cylindrical shells // *AIAA Report*. – 1973. – No. 73. – P. 9.
42. *Simitses G.J., Chen Z.Q.* Delamination buckling of pressure-loaded thin cylinders and panels // *Composite Structure*. – 1987. – V. 1. – P. 234–308.
43. *Mousavi A.A., Al-Hassani S.T.S.* Numerical and experimental studies of the mechanism of the wavy interface formations in explosive/impact welding // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*. – 2005. – V. 53. – P. 2501–2528.
44. *Varin R.A. et al.* Fracture toughness of intermetallic compacts consolidated from nanocrystalline powders // *Materials Science and Engineering A*. – 2001. – P. 1–11.
45. *Bloyer D.R., Rao K.T.V., Ritchie R.O.* Fracture toughness and R-curve behavior of laminated brittle-matrix composites // *Metall. Mater. Trans.* – 1998. – V. A29. – P. 2483–2496.
46. *Deve H.E., Evans A.G., Odette G.R., Mehrabian R., Emiliani M.L., Hecht R.J.* Ductile reinforcement of γ -TiAl: effects of debonding and ductility // *Acta Metallurgica et Materialia*. – 1990. – V. 38. – P. 1491–1502.
47. *Хеллан К.* Введение в механику разрушения. – М.: Мир, 1988. – 364 с.
48. *Трошин В.П.* Влияние продольного расслоения в слоистой цилиндрической оболочке на величину критического внешнего давления // *Механика композитных материалов*. – 1982. – № 5. – С. 838–842.
49. *Черепанов Г.П.* Механика разрушения композиционных материалов. – М.: Наука, 1983. – 264 с.
50. *Черепанов Г.П.* Механика разрушения многослойных оболочек. Теория трещин расслаивания // *Прикладная математика и механика*. – 1983. – Т. 47. – Вып. 5. – С. 832–845.
51. *Chen H.P., Doong J.L.* Postbuckling behavior of a thick plate // *AIAA Journal*. – 1983. – V. 21. – No. 8. – P. 1157–1161.
52. *Adharapurapu R.R., Vecchio K.S., Rohatgi A., Jiang F.* Fracture of Ti – Al₃Ti metal – intermetallic laminate composites: effects of lamination on resistance-curve behavior // *Metallurgical and materials transactions*. – 2005. – V. 36a. – P. 3217–3236.

53. Peng L.M., Wang J.H., Li H., Zhao J.H., He L.H. Synthesis and microstructural characterization of Ti–Al₃Ti metal–intermetallic laminate (MIL) composites // Scripta Materialia. – 2005. – V. 52. – Iss. 3. – P. 243–248.
54. Zok F., Hom C.L. Large scale bridging in brittle matrix composites // Acta Metallurgica et Materialia. – 1990. – V. 38. – P. 1890–1895.
55. Seaman L., Curran D.R., Shockey D.A. Computational models for ductile and brittle fracture // J. Appl. Phys. – 1976. – V. 47. – No. 11. – P. 4814–4826.
56. Седов Л.И. Механика сплошной среды: в 2 т. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Наука, 1973. – Т. 1, 2. – 1112 с.
57. Ионов В.Н., Огибалов П.М. Прочность пространственных элементов конструкций. Ч. 1. Основы механики сплошной среды. – М.: Высшая школа, 1979. – 384 с.
58. Уилкинс М.Л. Расчет упруго-пластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике: сб. статей / под ред. Б. Олдера, С. Фернбаха, М. Ротенберга. – М.: Мир, 1967. – С. 212–263.
59. Johnson G.R. Analysis of elastic-plastic impact involving severe distortions // J. Appl. Mech. – 1976. – V. 43. – No. 3. – P. 439–444.
60. Gust W.H. High impact deformation of metal cylinders at elevated temperatures // J. Appl. Phys. – 1982. – V. 53. – No. 5. – P. 3566–3575.
61. Херрман В. Определяющие уравнения уплотняющихся пористых материалов // Проблемы теории пластичности. – М.: Мир, 1976. – С. 178–216.
62. Канель Г.И., Щербань В.В. Пластическая деформация и откольное разрушение железа «Армко» в ударной волне // ФГВ. – 1980. – Т. 16. – № 4. – С. 93–103.
63. Сугак С.Г., Канель Г.И., Фортвов В.Е., Ни А.Л., Стельмах В.Г. Численное моделирование действия взрыва на железную плиту // ФГВ. – 1983. – Т. 19. – № 2. – С. 121–128.
64. Бушман А.В., Канель Г.И., Ни А.Л., Фортвов В.Е. Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. – Черноголовка: ОИХФ АН, 1988. – 199 с.
65. Зеленугин С.А., Никуличев В.Б. Численное моделирование взаимодействия серы и алюминия при ударно-волновом нагружении // ФГВ. – 2000. – Т. 36. – № 6. – С. 186–191.
66. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Исследования механических свойств материалов при ударно-волновом нагружении // Известия РАН. МТТ. – 1999. – № 5. – С. 173–188.
67. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
68. Зеленугин С.А. Численное моделирование высокоскоростного взаимодействия тел с учетом модели разрушения эрозийного типа // Вычислительные технологии. – 2001. – Т. 6. – Ч. 2. – С. 163–167.
69. Зеленугин С.А. Разрушение элементов конструкций при высокоскоростном взаимодействии с ударником и группой тел: дис. ... докт. физ.-мат. наук. – Томск, 2003. – 235 с.
70. Тем Р.Х., Стилл А.Дж. Механизм деформации спеченных материалов на основе вольфрама при ударном нагружении // Ударные волны и явления высокоскоростного

- стой деформации металлов / под ред. М.А. Мейерса, Л.Е. Мурра: пер. с англ. – М.: Металлургия, 1984. – С. 382–387.
71. *Johnson G.R.* Liquid-solid impact calculations with triangular elements // *J. Fluids Engng.* – 1977. – V. 199. – No. 3. – P. 598–600.
72. *Johnson G.R.* Three-dimensional analysis of sliding surfaces during high velocity impact // *J. Appl. Mech.* – 1977. – V. 4. – No. 4. – P. 771–773.
73. *Johnson G.R., Colby D.D., Vavrick D.J.* Three-dimensional computer code for dynamic response of solids to intense impulsive loads // *Numer. Meth. Eng.* – 1979. – V. 14. – No. 12. – P. 1865–1871.
74. *Johnson G.R.* Dynamic analysis of explosive metal interaction in three dimensions // *J. Appl. Mech.* – 1981. – V. 48. – No. 1. – P. 30–34.
75. *Оден Дж.* Конечные элементы в нелинейной механике сплошных сред. – М.: Мир, 1976. – 464 с.
76. *Зенкевич О.К.* Метод конечных элементов в технике. – М.: Мир, 1975. – 541 с.
77. *Johnson G.R., Stryk R.A.* Symmetric contact and sliding algorithms for intense impulsive loading computations // *Comput. Methods Appl. Mech. Engng.* – 2001. – V. 190. – P. 4531–4549.
78. *Югов Н.Т., Белов Н.Н., Хабибуллин М.В., Старенченко С.В.* Алгоритм расчета контактных границ в методе конечных элементов для решения задач высокоскоростного соударения деформируемых твердых тел // *Вычислительные технологии.* – 1998. – Т. 3. – № 3. – С. 94–102.
79. *Taylor G.I.* The testing of materials at high rates of loading // *J. Inst. Civil Engrs.* – 1946. – V. 26. – P. 486–519.
80. *Taylor G.I.* The use of flat-ended projectiles for determining yield stress. Part 1: Theoretical considerations // *Proc. of the Royal Soc. London. Ser. A.* – 1948. – V. 194. – No. 1038. – P. 289–299.
81. *Whiffin A.C.* The use of flat-ended projectiles for determining yield stress. Part 2: Tests on various metallic materials // *Proc. of the Royal Soc. London. Ser. A.* – 1948. – V. 194. – P. 300–322.
82. *Богомолов А.Н., Горельский В.А., Зелуugin С.А., Хорев И.Е.* Поведение тел вращения при динамическом контакте с жесткой стенкой // *ПМТФ.* – 1986. – № 1. – С. 161–163.
83. *Глушак А.Б., Новиков С.А.* Сопротивление металлов пластической деформации при высокоскоростном сжатии // *Хим. физика.* – 2000. – Т. 19. – № 2. – С. 65–69.
84. *Уилкинс М.Л., Гуинан М.У.* Удар цилиндра по жесткой преграде // *Сб. переводов «Механика».* – 1973. – № 3. – С. 112–128.
85. *Киселев А.Б.* Численное исследование в трехмерной постановке процесса соударения упругопластических тел с жесткой преградой // *Вестн. МГУ. Сер. 1. Математика, механика.* – 1985. – № 4. – С. 51–56.
86. *Kruszka L., Anaszewicz L., Janiszewski J., Grazka M.* Experimental and numerical analysis of Al 6063 duralumin using Taylor impact test // *EPJ Web of Conferences.* – 2012. – V. 26. – No. 01062. – 5 p.
87. *Chapman D.J., Radford D.D., Walley S.M.* A history of the Taylor test and its present use in the study of lightweight materials // *Design and Use of Light-Weight Materials.* – 2005. – P. 12–24.

88. Горельский В.А., Зелепугин С.А. Математическое моделирование развития трещин в керамике при контактном нагружении // Физико-химическая механика материалов. – 1992. – № 5. – С. 90–91.
89. Горельский В.А., Зелепугин С.А. Математическое моделирование разрушения керамических преград при осесимметричном высокоскоростном ударе // Проблемы прочности. – 1995. – № 5–6. – С. 87–94.
90. Горельский В.А., Зелепугин С.А. Вихревые структуры в керамике при высокоскоростном ударе // Письма в Журнал технической физики. – 1997. – Т. 23. – № 24. – С. 86–90.
91. Горельский В.А., Зелепугин С.А., Толкачев В.Ф. Экспериментальное и численное исследование разрушения керамики при высокоскоростном ударе // Химическая физика. – 1999. – Т. 18. – № 11. – С. 104–107.
92. Зелепугин С.А., Толкачев В.Ф., Зелепугин А.С., Шпаков С.С. Численное и экспериментальное исследование разрушения керамики при высокоскоростном ударе // Труды V Всероссийской конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики». – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2006. – С. 261–262.
93. Зелепугин С.А., Шпаков С.С. Разрушение двуслойной преграды карбид бора – титановый сплав при высокоскоростном ударе // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 8/2. – С. 166–173.
94. Зелепугин С.А., Шпаков С.С. Особенности разрушения многослойной преграды при высокоскоростном ударе // Физика экстремальных состояний вещества-2008 / под ред. Фортова В.Е. и др. – Черноголовка: ИПХФ РАН, 2008. – С. 127–129.
95. Зелепугин С.А., Толкачев В.Ф., Шпаков С.С. Разрушение высокопрочных керамик в составе комбинированных преград // Современная баллистика и смежные вопросы механики. Материалы Всероссийской научной конференции, посвященной 100-летию со дня рождения профессора М.С. Горохова – основателя Томской школы баллистики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2009. – С. 217–218.
96. Толкачев В.Ф., Зелепугин С.А. Особенности разрушения конструкционных и композитных материалов при высокоскоростном ударе // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 7/3. – С. 104–106.
97. Панькова Т.А., Зелепугин С.А., Толкачев В.Ф., Дорфман А., Райхель А. Моделирование разрушения сподуменовой стеклокерамики при ударно-волновом нагружении // Межд. конф. VII Забавихинские научные чтения, г. Снежинск, Челябинская обл., 8–12 сентября 2003 г. Тезисы докладов. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2003. – С. 171–172.
98. Зелепугин С.А., Панькова Т.А., Семенцова М.А., Дорфман А., Райхель А. Защитная панель на основе кордиеритовой и сподуменовой стеклокерамики // Труды Междунар. конференции V Харитоновские тематические научные чтения «Вещества, материалы и конструкции при интенсивных динамических воздействиях». – Саров: Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. – С. 519–522.
99. Grady D.E., Moody R.L. Shock compression profile in ceramics // Sandia National Laboratories Report, SAND96-0551, 1996. – 155 p.
100. Zelepugin S.A. Shkoda O.A., Kasatskii N.G., Shpakov S.S. Synthesis of multilayer composites and optimization of their strength properties // Shock-Assisted Materials

- Synthesis and Processing: Science, Innovations, and Industrial Implementation / ed. by A.A. Deribas and Yu.B. Scheck. – M.: Torus Press, 2008. – P. 65–67.
101. Зелепугин С.А., Шпаков С.С. Разрушение металло-интерметаллического многослойного композита при высокоскоростном ударе // Механика композиционных материалов и конструкций. – 2009. – Т. 15. – № 3. – С. 369–382.
 102. Зелепугин С.А., Ильина Е.В., Шпаков С.С., Лепанова О.К., Касацкий Н.Г., Шкода О.А. Синтез многослойных композитов и их разрушение при динамическом нагружении // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 12/2. – С. 161–165.
 103. Зелепугин С.А., Шпаков С.С. Разрушение многослойных металло-интерметаллических композитов при динамическом нагружении // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2011. – № 4 (4). – С. 1490–1492.
 104. Зелепугин С.А., Лепанова О.К., Касацкий Н.Г., Шкода О.А. Новый подход к синтезу многослойных металлоинтерметаллических композитов // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 10/2. – С. 80–83.
 105. Zelepugin S.A., Mali V.I., Zelepugin A.S., Ilina E.V. Failure of metallic-intermetallic laminate composites under dynamic loading // Shock Compression of Condensed Matter. USA: American Institute of Physics. – 2012. – V. 1426. – P. 1101–1104.
 106. Zelepugin S.A., Zelepugin A.S. Failure of multilayer composites under dynamic loading. E. Oñate, X. Oliver, A. Huerta eds. Proceedings of the jointly organized 11th World Congress on Computational Mechanics, the 5th European Conference on Computational Mechanics and the 6th European Conference on Computational Fluid Dynamics (WCCM XI – ECCM V – ECCM VI 2014), Barcelona, Spain, 2014. – V. 4. – P. 3926–3933.
 107. Zelepugin S.A., Zelepugin A.S. Numerical simulation of multilayer composites failure under dynamic loading // Applied Mechanics and Materials. – 2015. – V. 756. – P. 408–413.
 108. Johnson G.R. Numerical algorithms and material models for high-velocity impact computations // International Journal of Impact Engineering. – 2011. – V. 38. – No. 6. – P. 456–472.
 109. Горельский В.А., Зелепугин С.А., Смолин А.Ю. Исследование влияния дискретизации при расчете методом конечных элементов трехмерных задач высокоскоростного удара // Журнал вычислительной математики и математической физики. – 1997. – Т. 37. – № 6. – С. 742–750.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	3
Глава 1. Двухступенчатые легкогазовые установки – инструмент для получения сверхзвуковых и космических скоростей в лабораторных условиях.....	10
1.1. ЛГУ с тяжелым поршнем.....	13
1.1.1. Анализ существующих конструкций ЛГУ и совершенствование конструкции ЛГУ с тяжелым поршнем.....	14
1.1.2. Выбор конструкции затвора и узла инициации.....	14
1.1.3. Конструкция камеры сжатия.....	16
1.1.4. Модернизированный узел форсирования.....	17
1.1.5. Конструкция поршня.....	18
1.1.6. Разработка новых ЛГУ с тяжелым поршнем.....	19
1.2. ЛГУ с легким поршнем.....	21
1.2.1. Краткое описание конструкции ЛГУ с легким поршнем.....	21
1.2.2. Экспериментальная отработка и совершенствование конструкции ЛГУ с легким поршнем.....	23
1.2.3. Пути повышения живучести ЛГУ с легким поршнем.....	29
1.2.4. Рекомендации по созданию ЛГУ со скоростями метания 8...10 км/с.....	37
1.3. Пути повышения скоростей метания из ЛГУ.....	40
1.4. ЛГУ на альтернативных источниках энергии.....	49
Литература к главе 1.....	54

Глава 2. Особенности деформирования и разрушения высокопрочных композиционных материалов при высокоскоростном соударении	57
2.1. Некоторые физико-механические свойства высокопрочных композиционных материалов	59
2.2. Разрушение композиционных материалов при ударно-волновом нагружении	66
2.3. Анализ эффективности ударников из композитов ВНЖ при ударе по разнесенным преградам	77
2.4. Разрушение конструкций с керамическим слоем высокоплотными стержневыми ударниками	82
2.5. Исследования защитных свойств стеклопластиков	87
2.6. Имитационная модель проникания стержневых ударников в керамику	92
2.7. Инженерная оценка глубины проникания стержневых ударников из пористых материалов	100
Заключение	106
Литература к главе 2	109
Глава 3. Физическое моделирование высокоскоростного соударения твердых тел и сопутствующих явлений	113
3.1. Экспериментальные критерии подобия параметров кратера в твердых телах при высокоскоростном ударе	116
3.2. Критерии подобия предельной скорости сквозного пробития элементов конструкций	132
3.3. Подобие остаточной скорости ударника	142
3.4. Затухание дивергентных волн напряжений в твердых телах. Подобие откольного разрушения	151
3.5. Масштабный эффект при высокоскоростном соударении твердых тел в килоджоульном и мегаджоульном диапазонах энергии	163
Литература к главе 3	174

Глава 4. Вероятностный подход к численному моделированию ударного и взрывного дробления элементов конструкций	176
4.1. Исследования разрушения цилиндрических оболочек.....	177
4.2. Моделирование разрушения твердых тел.....	186
4.2.1. Критерии разрушения.....	186
4.2.2. Вероятностный механизм разрушения. Моделирование начальных неоднородностей.....	190
4.2.3. Описание фрагментации при численном моделировании разрушения твёрдых тел.....	194
4.3. Фрагментация толстостенных упругопластических цилиндрических оболочек при взрывном нагружении. 2D-подход.....	200
4.3.1. Формирование осколочного спектра при взрывном нагружении цилиндрической оболочки.....	202
4.3.2. Влияние дисперсии начального разброса прочностных свойств на осколочный спектр.....	205
4.3.3. Влияние параметров нагружения на осколочные спектры.....	212
4.3.4. Разрушение оболочек с подрезкой.....	215
4.4. Примеры 3D-расчетов с использованием вероятностного подхода.....	217
4.4.1. Разрушение кольца, одетого на металлическую трубку.....	217
4.4.2. Подрыв толстостенной оживальной оболочки.....	220
4.4.3. Лепесткование.....	222
4.5. Особенности численного моделирования вероятностного разрушения в двумерной и трехмерной постановке.....	224
4.6. Использование деформационных критериев разрушения в сеточных методах численного моделирования с явным описанием поверхности разрушения.....	225
4.7. Вероятностный фактор при высокоскоростном ударе.....	229
4.8. Оценка эффективности сеточных защитных экранов.....	232
Литература к главе 4.....	237

Глава 5. Численное исследование высокоскоростного взаимодействия тел с большими деформациями среды в эйлеровых пространственных переменных	244
5.1. Расчетно-математическая модель упругопластической среды с учетом изменения пористости и разрушения	245
5.2. Методика расчета быстропротекающих процессов в эйлеровых пространственных переменных	268
5.3. Основные способы тестирования расчетно-математической модели и методики расчета.....	282
5.4. Пробитие преград, содержащих слои керамического материала	294
5.5. Взаимодействие компактных элементов с экранированными преградами.....	306
5.6. Формирование кумулятивных элементов и их проникание в разнесенные преграды	328
5.7. Взаимодействие опасных космических объектов с поверхностью Земли и возможный способ их уничтожения путем тандемного ударного воздействия.....	341
5.8. Деформация песчаных грунтов при высокоскоростном проникании ударников	353
5.9. Проникание цилиндрических ударников в водные и ледовые преграды	365
5.10. Оценка параметров термомеханического и механического импульсного воздействия, приводящего к потере прочности слоистой оболочки	374
Литература к главе 5.....	402
Глава 6. Динамика деформирования и разрушения неоднородных материалов и конструкций при ударе	404
6.1. Математическая модель высокоскоростного деформирования и разрушения твердых тел	408
6.1.1. Уравнения сжимаемого упругопластического тела.....	408
6.1.2. Уравнения состояния для пористого твердого тела.....	409

6.1.3. Критерии разрушения	411
6.1.4. Начальные и граничные условия	412
6.1.5. Метод решения системы уравнений	413
6.1.6. Алгоритм расчета и описание программного комплекса	418
6.2. Тестовые расчеты	420
6.2.1. Сравнение с аналитическим решением	421
6.2.2. Задача о соударении двух одинаковых тел (ци- линдров)	423
6.2.3. Задача об ударе цилиндра по жесткой стенке	426
6.2.4. Расчет сквозного пробития стальным ударни- ком однородных и двухслойных преград	428
6.2.5. Расчет внедрения ударников с оживальной го- ловой частью в полубесконечные преграды	432
6.3. Исследования поведения неоднородных пластин при ударно-волновом нагружении	436
6.3.1. Постановка задачи	436
6.3.2. Расчет нагружения неоднородной стальной пластины	437
6.3.3. Расчет нагружения неоднородной алюминиевой пластины	446
6.3.4. Расчет процесса взаимодействия компактного ударника с неоднородной стальной преградой	455
6.4. Исследование пробивного действия комбинирован- ных ударников	464
6.4.1. Постановка задачи	464
6.4.2. Влияние компоновки и формы ударника на его пробивное действие	465
6.4.3. Пробивное действие разрезных ударников	475
6.4.4. Поведение оболочки ударника при её взаимо- действии с преградой	477
6.4.5. Влияние начальной скорости соударения и пре- дела текучести преграды на пробивное дейст- вие ударников	480
Выводы	485
Литература к главе 6	487

Глава 7. Разрушение металло-интерметаллидных слоистых композитов при ударно-волновом нагружении	490
7.1. Металло-интерметаллидные слоистые композиционные материалы.....	492
7.2. Физико-математические модели и численные алгоритмы расчета динамического взаимодействия деформируемых твердых тел.....	510
7.2.1. Система уравнений для описания нестационарных адиабатических движений упругопластической среды с учетом кинетики повреждения материалов и тепловых эффектов.....	510
7.2.2. Соотношения метода конечных элементов для численного решения осесимметричной задачи соударения.....	514
7.2.3. Тестирование численной методики	523
7.3. Численное моделирование разрушения многослойных металло-интерметаллидных композитов при ударно-волновом нагружении	526
7.3.1. Модель разрушения интерметаллидных материалов при динамическом нагружении	526
7.3.2. Численное моделирование разрушения многослойной титан – триалюминид титановой преграды при динамическом нагружении.....	531
7.3.3. Оценка эффективности многослойных титан – триалюминид титановых композитов при вариации толщин слоев	539
7.3.4. Сравнение особенностей разрушения металло-интерметаллидных композитов с металлическими и керамическими преградами	544
Выводы	553
Литература к главе 7.....	555

Научное издание

Герасимов Александр Владимирович
Глазырин Виктор Парфирьевич
Зелепугин Сергей Алексеевич
Коняев Алексей Алексеевич
Орлов Юрий Николаевич
Пашков Сергей Владимирович
Толкачев Владимир Фомич
Трушков Владимир Григорьевич
Христенко Юрий Федорович

**ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ УДАР.
Моделирование и эксперимент**

Редактор *Т.С. Портнова*

Дизайн, верстка *Д.В. Фортеса*

ООО «Издательство научно-технической литературы»
634050, Томск, пл. Новособорная, 1, тел. (3822) 533-335

Изд. лиц. ИД № 04000 от 12.02.2001. Подписано к печати 20.09.2016.
Формат 60 × 84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Печать офсетная. Гарнитура «Таймс».
Усл. п. л. 33.02. Уч.-изд. л. 36.98. Тираж 500 экз. Заказ № 28.

Отпечатано в типографии «М-Принт», г. Томск,
пер. Добролюбова, 10, ст. 3, тел. (3822) 258-279