

УДК 539.3

© 1998 г. С. А. АФАНАСЬЕВА, Н. Н. БЕЛОВ, А. А. КОНЯЕВ,  
Т. М. ПЛАТОВА, В. Г. СИМОНЕНКО, С. В. СТАРЕНЧЕНКО,  
А. Л. СТУКАНОВ, В. Г. ТРУШКОВ, М. В. ХАБИБУЛЛИН, Н. Т. ЮГОВ

### **КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ**

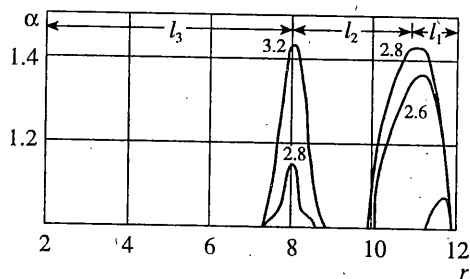
Основная трудность при компьютерном моделировании поведения материалов в условиях удара и взрыва состоит в построении системы определяющих уравнений, адекватно описывающих поведение среды в широком диапазоне изменения физических параметров – напряжений, деформаций, скоростей деформаций, температур. В полной теории удара необходимо учитывать пластическое течение и упругое деформирование, плавление и затвердевание, испарение и конденсацию, кинетику фазовых переходов и химические превращения, изменение микроструктуры материала в процессе разрушения и обратное влияние структурных изменений на физико-механические характеристики и напряженно-деформированное состояние соударяющихся тел. Теоретических моделей, в полной мере учитывающих все указанные факторы, в настоящее время нет. На практике используются разнообразные модели, в той или иной степени учитывающие перечисленные выше физические процессы.

В [1] для исследования поведения материалов в условиях высокоскоростного удара и взрыва предлагается модель пористой упругопластической среды, матрица которой при деформировании испытывает полиморфные фазовые превращения. Отрывное разрушение в материале рассматривается как процесс роста и слияния пор под действием изотропного растягивающего напряжения. Моментом завершения локального макроскопического разрушения конденсированного материала при таком подходе является достижение пористостью критической величины. Пороговым пределом для развития сдвигового разрушения является критическая величина удельной работы пластических деформаций. При выполнении данного условия считается, что образуется ортогонально максимальному главному сжимающему напряжению трещина сдвига. Раскрытие трещины происходит под действием растягивающих напряжений. Поведение поврежденного трещиной материала описывается приведением напряженного состояния к такому виду, при котором отсутствуют нормальные напряжения поперек трещины [2]. Локальным критерием разрушения и в этом случае является предельная величина пористости в материале. Разрушенный материал перестает сопротивляться растяжению и описывается как порошок, движение которого происходит в соответствии с уравнениями для среды, лишенной напряжений. Относительное содержание пустот при этом определяется из уравнения состояния пористого вещества с нулевым давлением в частицах. Аналогично ведет себя поврежденный материал и при сжатии, пока величина пористости превышает критическое значение. В противном случае решение задачи проводится в гидродинамическом приближении в рамках модели пористой среды для сыпучих материалов. При высоких скоростях удара термодинамические эффекты, связанные с адиабатическим сжатием вещества, учитываются с помощью интерполяционного широкодиапазонного уравнения состояния [3], охватывающего твер-

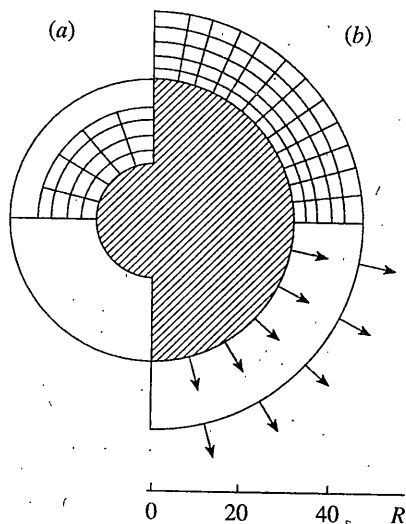
дую, жидкую и газообразную фазы и включающего кривую плавления [4], а также двухфазную область жидкость – пар [5].

Данная модель среды применялась для анализа экспериментальных результатов по высокоскоростному соударению стальных пластин разной толщины. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по толщине отколовшихся слоев приведено в табл. 1. В ней приняты следующие обозначения:  $v_0$  – скорость удара (м/с);  $l_0$  – толщина пластины-ударника (мм);  $l_1$  – толщина пластины-мишени (мм);  $l_1^c, l_2^c, l_1^e, l_2^e$  – толщины отколовшихся слоев, полученные на основе расчета и наблюдаемые в эксперименте (мм);  $l_3^c, l_3^e$  – толщина оставшейся части мишени (мм) ( $N$  – материал мишени).

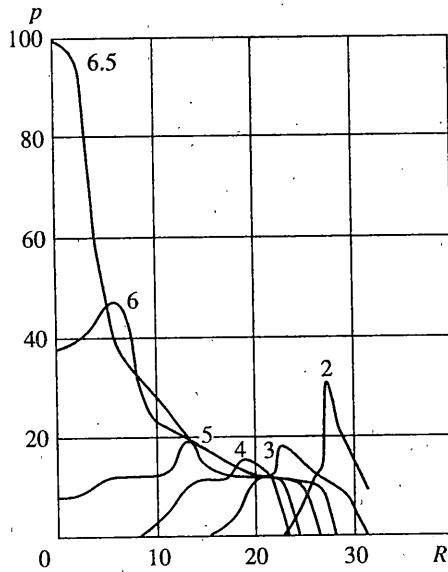
В приведенных опытах пластина-мишень разрушалась на три части. Первый откол имеет шероховатую поверхность, второй гладкую. Исследование влияния полиморфного фазового превращения на структуру волн напряжений и на развитие откола проведено в [1]. Фиг. 1 иллюстрирует распределение пористости  $\alpha = v/v_m$  ( $v$  – удельный объем материала с порами,  $v_m$  – матрицы) по толщине мишени в различные моменты времени процесса разрушения при ударе пластины-ударника толщиной 2 мм по пластине мишени толщиной 10 мм со скоростью 2250 м/с. Цифры над кривыми обозначают время процесса в мкс. Здесь же представлен образец после испытания. При математическом моделировании откола считается, что произошло локаль-



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

ное разрушение в материале, если относительный объем пор  $\xi_* = (\alpha_* - 1)/\alpha_* = 0.3$ . В расчете, как и в эксперименте, образовалось два откола в мишени. В области гладкого откола, где происходит взаимодействие ударных волн разрежения, наиболее интенсивный рост пор (соответствующий максимуму  $\alpha$ ) наблюдается в очень узкой зоне, связанной с одними и теми же материальными частицами. В результате материал, непосредственно прилегающий к поверхностям откола, оказывается практически неповрежденным, а сами поверхности гладкими. В процессе же образования шероховатого откола максимум пористости с течением времени смещается влево. Это приводит к образованию разрыхленного материала, и следовательно, поверхности откола будут шероховатыми. Характерное время образования гладкого откола от момента активизации отдельных очагов разрушения на микроуровне составляет 0.4 мкс. Для развития обычного откола требуется времени в два-три раза больше.

Таблица 1

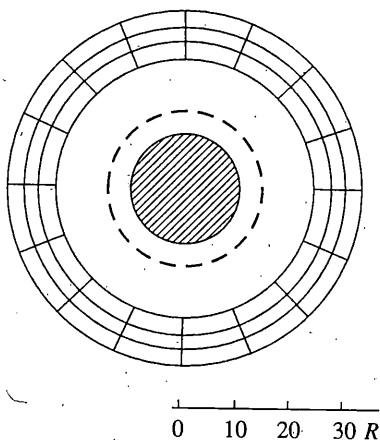
Сравнение расчетных и экспериментальных данных по откольному разрушению стальных пластин

N	$v_0$	$l_0$	$l_1$	$l_1^c$	$l_1^e$	$l_2^c$	$l_2^e$	$l_3^c$	$l_3^e$
Ст. 3	1800	3	15	1.6	1.6	3.6	3.8	9.5	9.6
Ст. 45	2250	2	10	1.3	1.2	2.8	2.9	5.6	5.9

Таблица 2

Сравнение расчетных и экспериментальных результатов по взрывному обжатию стальных шаров

N	d	$P_1$	$R_e$	$R_c$	$D_e$	$D_c$
12X18H10T	64	340	11.46	13.5	1.44	3.0
12X18H10T	184	1220	37.50	41.7	2.21	2.9
Ст. 3	64	100	10.95	9.5	1.06	1.0
Ст. 3	184	100	29.70	32.0	1.06	1.0



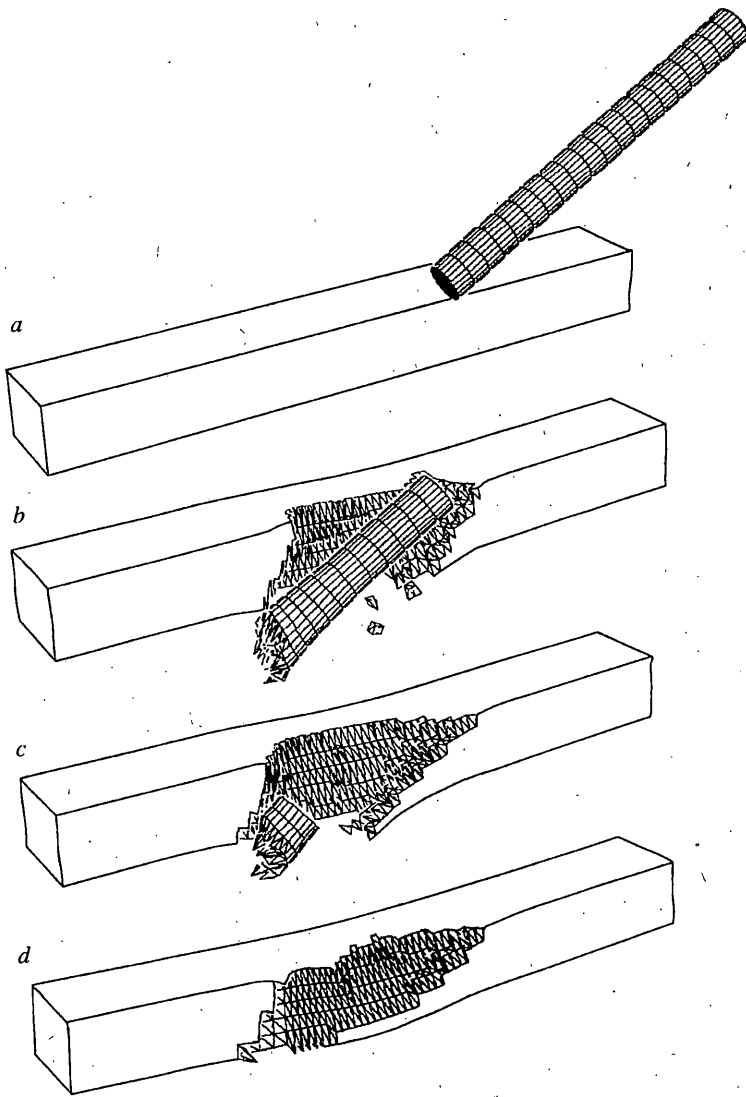
Фиг. 4

Хорошей основой для уточнения существующих физических и математических моделей поведения конструкционных материалов в условиях высокоскоростного удара и взрыва являются экспериментальные данные по взрывному обжатию шаров. В [6] представлены результаты сравнительных экспериментов по нагружению шаров из сталей Ст. 3, 30ХГСА и 12Х18Н10Т сферически сходящимися ударными волнами с реализацией на сохраненных образцах давлений до 200...1000 ГПа.

В рамках предлагаемой модели механики сплошной среды численным методом [7] проведен расчет взрывного обжатия шаров диаметром 64 и 184 мм из  $\gamma$ -фазной стали 12Х18Н10Т и  $\alpha$ -фазной стали Ст. 3. Используемые в расчетах режимы нагружения соответствуют экспериментальным [6]. Расчет взрывного обжатия шаров проводился как с учетом внешней оболочки, так и без нее (ско-

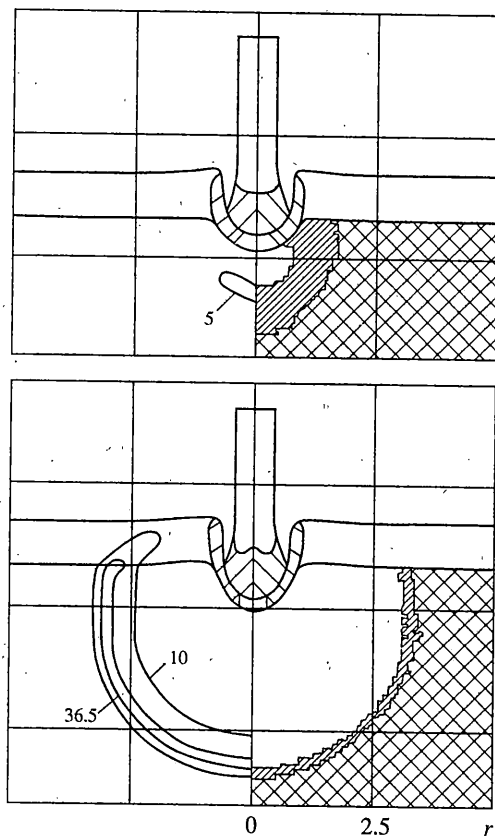
рость 300 м/с). Сравнительная картина деформации и разрушения шара из стали 12Х18Н10Т диаметром 64 мм приведена на фиг. 2 (*a* – с учетом внешней оболочки, *b* – без нее,  $t = 81$  мкс). Области отрывного разрушения заштрихованы. Двойной штриховкой отмечены области, в которых работа пластических деформаций достигла предельной величины. Из рисунка видно, что в результате отрывного разрушения происходит образование полости в центре шара. Дальнейшее разрушение шара происходит вследствие образования на поверхности полости трещин сдвига. Аналогичный процесс разрушения наблюдается при детонации взрывчатых веществ в полом цилиндре [8]. При обжатии шара без оболочки происходит раскрытие трещин сдвига под действием растягивающих напряжений, что приводит к дроблению материала и его разлету. Сравнение экспериментальных данных с расчетными представлено в табл. 2. Приняты следующие обозначения:  $d$  – диаметр шара (мм);  $P_1$  – максимальное давление на расстоянии 0.5 мм от центра шара (ГПа);  $R_c$ ,  $R_e$  – расчетный и экспериментальный радиус полости (мм);  $D_c$ ,  $D_e$  – расчетная и экспериментальная деформация диаметра шара (%).

На фиг. 3 представлено распределение давления  $p$  [ГПа] вдоль радиуса  $R$  [мм] в различные моменты времени взрывного обжатия шара из стали Ст. 3 диаметром 64 мм в оболочке. Цифры на рисунке обозначают время процесса в мкс. Распространяющийся к центру шара ударный фронт имеет двухволновую структуру (без учета упругого предвестника). В первой пластической ударной волне (УВ) образуются и активируются зародыши фазы высокого давления. Во второй происходит переход из  $\alpha$ -фазы в  $\epsilon$ -фазу. В пластической волне разгрузки фаза высокого давления переходит в нестабильное состояние, и в УВ разрежения происходит переход в исходную  $\alpha$ -фазу. В то время как амплитуда первой пластической УВ при распространении ее к центру шара остается постоянной (11.4 ГПа), амплитуда второй пластической УВ из-за действия волн разгрузки сначала уменьшается до 15 ГПа, а затем вследствие сферической симметрии растет. К моменту времени 5 мкс упругий предвестник достигает центра шара. В сторону поверхности шара начинает распространяться УВ, взаимодействующая с первой пластической УВ. При достижении первой пластической УВ центра шара происходит формирование расходящейся пластической УВ, переводящей материал в фазу высокого давления. Дальнейшие моменты времени характеризуются взаимодействием этой УВ со второй пластической УВ и волной пластической разгрузки, сходящимися к центру ( $t = 6$  мкс). Если фокусировка второй пластической УВ в аустенитной стали происходит при  $t = 5.7$  мкс и в окрестности центра шара давление достигает 340 ГПа, то в шаре из стали Ст. 3 фокусировка этой УВ происходит при  $t = 6.5$  мкс, а давление достигает лишь 100 ГПа. В  $\gamma$ -фазной стали материал в цен-



Фиг. 5

тре шара находится в расплавленном состоянии, тогда как температура в стали Ст. 3 не превышает 800 К. Полученные результаты согласуются с данными эксперимента. В образце из стали 12Х18Р10Т поверхность полости гладкая, с явными следами оплавления. В полости из стали Ст. 3 и 30ХГСА наблюдаются столбчатые структуры, свидетельствующие о влиянии на ее формирование исходной текстуры материала. При  $t = 9.7$  мкс в результате взаимодействия УВ разрежения с волнами разгрузки, распространяющимися от центра шара, образуется на расстоянии 15 мм от центра шара область растягивающих напряжений, в которой происходит интенсивный рост микродефектов, приводящий при  $t = 10$  мкс к образованию макротрещины. Разрушение в окрестности центра шара начинается при  $t = 10.5$  мкс и заканчивается при  $t = 12$  мкс. Картина разрушения приведена на фиг. 4 ( $t = 81$  мкс). Штриховой линией отмечено положение макротрещины. Вследствие расширения неразрушенного материала, находящегося между полостью и макротрещиной, происходит ее залечивание. В то время



Фиг. 6

как в шаре из аустенитной стали сдвиговое разрушение происходит в основном в окрестности полости, в стали Ст. 3 оно распространяется вглубь материала от поверхности шара.

При проектировании защитных конструкций космических летательных аппаратов от воздействия метеоритов и космического мусора возникает задача об ударном взаимодействии летящей с высокой скоростью частицы с системой пространственно разнесенных экранов. В зависимости от условий соударения частица может пройти первый экран практически неповрежденной или же оказаться в раздробленном, расплавленном или испаренном состоянии. Система разнесенных экранов наиболее эффективна при высоких скоростях удара, когда осколочный поток, образованный при пробитии первого экрана, расширяясь в поперечном направлении, взаимодействует со вторым экраном по гораздо большей площади. В результате интенсивность нагружения второго экрана резко падает. Практика показывает, что наибольшую опасность представляют частицы, имеющие скорость 2...3 км/с.

На фиг. 5 представлены результаты математического моделирования ударного взаимодействия цилиндрического стержня из вольфрамового сплава диаметром 6 мм и высотой 60 мм с системой из трех пространственно разнесенных стальных экранов толщиной 10 мм. Расстояние между экранами – 10 мм, скорость удара – 2.1 км/с, вектор скорости составляет с направлением нормали к поверхности экрана угол  $60^\circ$ . Задача решалась численным методом конечных элементов, основные соотношения которого для случая трех пространственных координат приведены в [9]. Пробивание первого экрана заканчивается примерно через 20 мкс. Происходит частичное разру-

шение головной части стержня (фиг. 5, в,  $t = 32$  мкс). При  $t = 35$  мкс начинается взаимодействие ударника со вторым экраном. Картина деформации и разрушения второго экрана и стержня представлена на фиг. 5, с ( $t = 67$  мкс). В процессе пробивания ударник сильно срабатывается, однако оставшаяся часть обладает достаточной кинетической энергией для пробивания и третьего экрана (фиг. 5, д,  $t = 120$  мкс).

При проектировании контейнеров для безопасного хранения взрывчатых веществ возникает необходимость в прогнозировании последствий взаимодействия ударников различной формы с экранированным взрывчатым веществом (ВВ). В качестве иллюстрации возможностей компьютерного моделирования рассмотрен процесс соударения со скоростью 1600 м/с стального стержня массой 19.8 г ( $h = 50$  мм,  $d = 8$  мм) с зарядом ВВ РВХ-9404 ( $\rho_0 = 1.844$  г/см<sup>3</sup>), экранированным стальной пластиной толщиной 9 мм ( $r$  [Ом]). На фиг. 6 в два момента времени показаны картина деформирования стержня и экрана, изобары (ГПа), а также зона реакции (частая двойная штриховка). Области разрушения материалов заштрихованы. У оси симметрии стержень разрушается под действием растягивающих напряжений, экран и стержень на периферии разрушаются в результате сдвиговых деформаций. К моменту времени  $t = 14$  мкс в ВВ образовалась зона, занятая продуктами детонации, а к моменту времени  $t = 18$  мкс давление во фронте УВ достигло значения Чепмена-Жуге (36.5 ГПа) и сформировался детонационный комплекс с давлением в химпике 54 ГПа.

Резюмируя вышеизложенное, можно утверждать, что компьютерное моделирование динамики удара позволяет не только прогнозировать последствия взаимодействия твердых деформируемых тел в широком диапазоне изменения начальных параметров, но и дает возможность глубже понять результаты эксперимента.

Авторы выражают благодарность Е.А. Козлову и В.И. Саяпину за предоставленные экспериментальные данные.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекта 98-01-00293).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белов Н.Н., Демидов В.Н., Ефремова Л.В. и др. Компьютерное моделирование динамики высокоскоростного удара и сопутствующих физических явлений // Изв. вузов. Физика. 1992. № 8. С. 5–59.
2. Майнчен Д., Сак С. Метод расчета "Тензор" // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 185–211.
3. Жуков А.В. Интерполяционное широкодиапазонное уравнение состояния металлов в переменных: давление, плотность, энергия // Механика деформируемого твердого тела. Томск: Изд-во ТГУ, 1987. С. 70–79.
4. Жуков А.В. Уравнение кривой плавления металлов при высоких давлениях // Прикладные вопросы деформируемых тел. Томск: Изд-во ТГУ, 1980. С. 23–28.
5. Жуков А.В. Расчет изэнтроп расширения металлов в двухфазной жидкость–пар области // Механика быстропротекающих процессов. Новосибирск: ИГД СО АН СССР, 1984. С. 52–56.
6. Kozlov E.A. Shock adiabat features, phase transition macrokinetics and spall fracture of iron in different phase states // High Pressure Res. 1992. V. 10. № 3. P. 541–582.
7. Уилкинс М.Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212–263.
8. Курран Д.Р. Динамическое разрушение // Динамика удара. М.: Мир, 1985. С. 257–293.
9. Югов Н.Т. Численный анализ трехмерного процесса деформирования и разрушения цилиндра и пластины при наклонном соударении // Изв. АН СССР. МТТ. 1990. № 1. С. 112–117.