

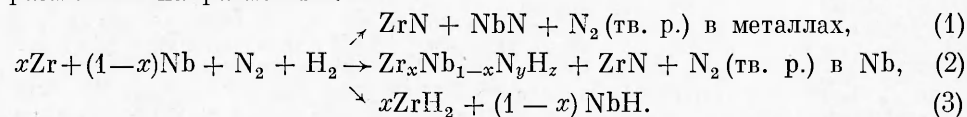
Таблица 2

Шихта	$P_{N_2}/P_{H_2}$ , атм	$N_2$ , %	$H_2$ , %	Фаза
0,9 Zr + 0,1 Nb	20/10	3,22	0,2	Zr * + ZrN
0,9 Zr + 0,1 Nb	30/10	3,01	1,22	ГПУ + ZrN
0,7 Zr + 0,3 Nb	20/10	4,46	0,3	Zr * + ZrN + NbN
0,7 Zr + 0,3 Nb	30/10	4,20	1,18	ГПУ + ZrN + Nb *
0,6 Zr + 0,4 Nb	30/10	2,39	1,38	ГПУ + ZrN + Nb *
0,5 Zr + 0,5 Nb	30/10	3,4	1,02	ГПУ + ZrN
0,4 Zr + 0,6 Nb	30/10	5,22	0,40	ZrN + NbN + Nb *
0,3 Zr + 0,7 Nb	30/10	6,48	0,41	ZrN + NbN + Nb *

\* Твердый раствор.

образцом также изменяются — величина  $C$  растет, а  $a$  уменьшается аналогично гидридонитриду циркония.

В заключение приведем результаты серии экспериментов по горению всех составов, приведенные в табл. 1, сразу в смеси двух реагирующих газов (азот — водород). В табл. 2 приведены некоторые из этих данных. Как и в [2], реакция горения в смеси двух реагирующих газов протекает в зависимости от соотношений парциальных давлений в трех различных направлениях:



Только в отличие от [2] здесь на ход реакции кроме парциальных давлений  $P_{N_2}/P_{H_2}$ , естественно, влияет также соотношение Zr/Nb. В реакции (2), в которой за образование ГПУ гидридонитридной фазы ответствен цирконий, с уменьшением количества циркония образование ГПУ-фазы становится все меньше и наконец исчезает при  $x < 0,5$  ат. долей.

Надо отметить, что при проведении процесса горения в две технологические стадии введения ниобия в шихту приводит к стабилизации именно ГЦК гидридонитридной фазы, а при синтезе в смеси газов ( $x \geq 0,5$  ат. долей) получаются гидридонитриды с ГПУ-решеткой. Это важная характерная особенность этой системы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мартиросян Н. А., Долуханян С. К., Мержанов А. Г. ФГВ, 1985, 21, 53.
2. Долуханян С. К., Алексанян А. Г., Налбандян А. Б. и др. // Там же, с. 73.
3. Мержанов А. Г., Боровинская И. П. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2.
4. Боровинская И. П., Лорян В. Э. Докл. АН СССР, 1976, 231, 4, 911.

г. Ереван

Поступила в редакцию 5/IX 1989,  
после доработки — 1/II 1990

УДК 620.186 : 539.42

А. В. ЖУКОВ

ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ В ВОЛНАХ НАПРЯЖЕНИЙ  
НА ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ

В работе на основе численного моделирования удара пластины о жесткую стенку проведена оценка величины диссипации механической энергии в тепловую на полиморфных фазовых переходах  $\alpha \leftrightarrow \epsilon$  в же-

© 1990 Жуков А. В.

124

Т а б л и ц а 1

## Параметры уравнений состояния

Фаза	$B_0$ , ГПа	$\rho_0$ , кг/м <sup>3</sup>	$\gamma_0$	$\mu$	$\frac{S_0, \text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	$\frac{E_0, \text{кДж}}{\text{кг}}$	$\frac{h, \text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$
Fe $\alpha$ $\varepsilon$	165	7,87	1,69	0,0	0,0	0,0	0,4466
	197	8,38	1,83	0,05	0,02	85,0	
Ti $\alpha$ $\omega$	107	4,505	1,16	0,315	0,0	0,0	0,5207
	110	4,531	1,14	0,630	-0,034	-3,0	

лезе и  $\alpha \leftrightarrow \omega$  в титане. Величина диссипации оценивалась по остаточной внутренней энергии некоторой точки материала пластины, претерпевшей фазовый переход, а также по разности начальной кинетической энергии пластины и энергии в момент отскока.

Система уравнений движения сплошной упругопластической среды, испытывающей фазовые переходы, приведена в [1]. Уравнения состояния фаз металлов записаны в виде

$$S = S_0 + h \ln \left( 1 + \frac{E - E_S(\rho)}{hT_0 \Theta(\rho)} \right), \quad \Theta(\rho) = e^{\gamma_0(1-\rho_0/\rho)},$$

$$E_S(\rho) = \frac{B_0}{\rho_0} \left[ \frac{(x-1)^2}{2} - \mu \frac{(x-1)^3}{3} \right] + E_0, \quad x = \frac{\rho}{\rho_0},$$

где  $S$  — энтропия;  $\rho$  — плотность;  $E$  — внутренняя энергия;  $T_0 = 298$  К. В табл. 1 приведены параметры уравнений фаз, а в табл. 2 характеристики фазовых переходов на изоэнтропах сжатия,  $\Phi$  — термодинамический потенциал, определяющий фазовую границу.

Для кинетики перехода использовано выражение, имеющее прямое физическое обоснование для переходов мартенситного типа с зародышевым механизмом образования новой фазы

$$\dot{\lambda}_i = (1 - \lambda_i) \nu_0 e^{\frac{U_0}{RT}} e^{-\left(\frac{B}{\Delta\Phi}\right)^2}.$$

Здесь  $\lambda_i$  — концентрация  $i$ -й фазы;  $\nu_0$  — дебаевская частота;  $R$  — газовая постоянная. Значения констант кинетики  $U_0$ ,  $B$  приняты равными для прямого и обратного переходов, определены привязкой к литературным данным по кинематике волн напряжений, амплитудам фазовых переходов [2, 3] и приведены ниже.

	$U_0$ , кДж/кг	$B$ , кДж/кг
Fe	600	15
Ti	750	18

На рис. 1 в координатах давление — объем приведена траектория нагружения и разгрузки материала в некоторой внутренней точке пластины железа при ударе со скоростью 600 м/с. Штриховой линией дано давление равновесного перехода. Из рис. 1 отчетливо виден гистерезис фазового превращения в волне напряжения. Давление начала перехода как на кривой нагружения — пересжатие, так и на линии разгрузки — перерастяжение существенно отличается от равновесного. Величина их

Т а б л и ц а 2

## Параметры фазового перехода

Переход	$p$ , ГПа	$T$ , К	$\frac{\Delta v, \text{см}^3}{\text{кг}}$	$\frac{\Delta S, \text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$	$\frac{\Delta E, \text{кДж}}{\text{кг}}$	$\frac{d\Delta\Phi/dp, \text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{ГПа}}$
$\alpha \leftrightarrow \varepsilon$	11,2	335	-6,34	0,023	78,7	-6,3
$\alpha \leftrightarrow \omega$	2,04	304	-3,53	-0,034	-3,0	-3,4

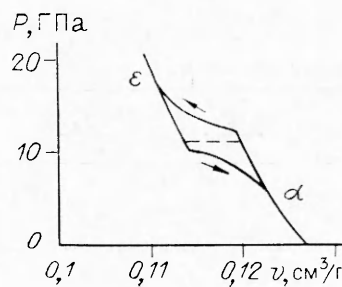


Рис. 1.

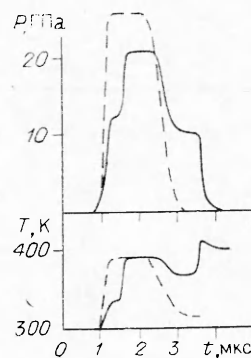


Рис. 2.

составляет для железа  $\sim 1$  ГПа, а для титана  $\sim 4$  ГПа и довольно эффективно регулируется константой кинетики  $B$ .

В волне разрежения  $\epsilon \rightarrow \alpha$ -переходу в железе на рис. 1 соответствует участок с отрицательной кривизной в районе  $10 \div 5$  ГПа, что в свою очередь приводит к образованию ударной волны разрежения. В титане из-за большой величины перерастяжения по сравнению с равновесным давлением фазового перехода  $\sim 2$  ГПа  $\omega$ -фаза остается в метастабильном состоянии и после разгрузки до нулевого давления.

На рис. 2 сплошной линией представлены профили давления и температуры в центре пластины из железа. Для сравнения штриховой линией даны аналогичные зависимости для  $\alpha$ -фазы без учета фазового перехода. Поглощение энергии при  $\alpha \rightarrow \epsilon$ -переходе в волне сжатия приводит к заметному уменьшению амплитуды давления. Выделение энергии при  $\epsilon \rightarrow \alpha$ -переходе сопровождается ростом температуры на фронте ударной волны разрежения. Остаточная температура в результате двойной перекристаллизации в волне напряжения существенно повышается. Это обстоятельство отмечено и экспериментально [4]. Для титана рост остаточной температуры за счет фазового перехода заметно меньше  $\sim 40$  К.

Доля диссипированной энергии с приведенными параметрами кинетики составляет  $\sim 25\%$  от начальной энергии удара как для титана, так и для железа. Специально проведенный расчет для Fe, когда возможен только  $\alpha \rightarrow \epsilon$ -переход и запрещен  $\epsilon \rightarrow \alpha$ -переход, показал увеличение доли энергии диссипации до  $50\%$ . Расчетом определено, что доля диссипированной энергии на фазовых переходах сохраняется в достаточно широком интервале скоростей удара. Для сравнения без учета фазового перехода при скорости удара  $450$  м/с для Ti и  $600$  м/с для Fe диссипация энергии за счет разогрева и особенностей численного счета составляет  $4$  и  $6\%$  соответственно.

Величина энергии, рассеиваемая на упругопластических эффектах, легко может быть оценена из соотношения  $\Delta E = 4/3 Y_0 (v_0 - V)$ , где  $Y_0$  — динамический предел текучести материала,  $v_0$  — начальный объем,  $V$  — объем ударно-сжатого материала. Для железа с пределом текучести  $0,7$  ГПа доля диссипированной энергии возрастает на  $10\%$ , в случае титана с  $Y_0 = 0,9$  ГПа — на  $20\%$  для указанных скоростей удара. Эти оценки хорошо согласуются и с прямыми расчетами по упругопластической модели.

Приведенные результаты получены при рассмотрении удара плоской пластины. В случае пространственного нагружения величина диссипации энергии для всей конструкции в целом будет несколько меньше, поскольку областью фазового перехода охватывается лишь часть материала. Тем не менее порядок полученных оценок показывает, что фазовые переходы в конструкционных сплавах на основе Fe и Ti приводят к диссипации механической энергии в тепловую в масштабах, вполне приемлемых для практического использования. Учет этой осо-

бенности может привести к положительным результатам в случаях локальных импульсных нагрузок, когда другие диссипаторы энергии типа пористых, ячеистых структур малоэффективны, а целенаправленно используются только упругопластические характеристики (динамическая твердость, ударная вязкость и др.). Поскольку величина диссипации определяется константами кинетики, она должна быть связана с набором лигирующих добавок, механо- и термообработкой стабилизирующих ту или иную фазу и определяющих скорость фазовых превращений. Установление такой связи — самостоятельная и не простая задача, выходящая за рамки данной работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков А. В., Корнеев А. И., Симоненко В. Г. Изв. АН СССР. МТТ, 1984, 4, 138.
2. Киселев А. И. // Тр. II Совещ. по обработке материалов взрывом.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1982.
3. Козлов Е. А. // Тез. докл. I Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике.— Черноголовка: ОИХФ, 1984.
4. Иванов А. Г., Новиков С. А. ФГВ, 1986, 22, 3, 91.

г. Томск

Поступила в редакцию 24/V 1989,  
после доработки — 26/XII 1989

УДК 539.213

А. А. БОНДАРЕНКО, С. И. ЗОЛОТАРЕВ, В. И. КИРКО, А. В. КЛЕЩЕВ,  
С. А. ЛОБАСОВ, Л. С. ТАРАСОВА,  
С. А. ХРАМЕНКО, М. Ю. ЯЗВИЦКИЙ

#### ИССЛЕДОВАНИЕ МАССИВНОГО АМОРФНОГО СПЛАВА $Fe_{70}Cr_{10}P_{13}C_7$ , ПОЛУЧЕННОГО ДИНАМИЧЕСКИМ КОМПАКТИРОВАНИЕМ

Наиболее перспективно получение массивных металлических аморфных сплавов методом динамического компактирования порошков, которые делают механическим измельчением быстрозакаленных лент [1—3]. Аморфный сплав  $Fe_{70}Cr_{10}P_{13}C_{17}$  коррозионно-стойкий и может быть использован в качестве электродных материалов в различных агрессивных средах [4]. В настоящей работе исследованы массивные образцы этого сплава, полученные динамическим компактированием с помощью химического взрывчатого вещества (ВВ).

Исходный сплав в виде ленты (изготовлен в ЦНИИЧЕРМЕТ методом закалки из расплава на быстровращающемся диске) механически измельчался, и порошок разделялся на три фракции размером  $<70$ ,  $70-165$  и  $>165$  мкм. Компактирование проводилось с помощью металлической пластины толщиной 3 мм, ускоряемой скользящей детонацией слоя аммонита 6ЖВ толщиной 1 см по безампульной технологии, разработанной в Красноярском госуниверситете. Компакты аморфного сплава — это плоские пластины размером  $40 \times 60 \times 4$  мм, рентгеноаморфность которых контролировалась с помощью рентгеноструктурного анализа на установке ДРОН-3. Пластины компакта разрезались на стержни сечением  $4 \times 4$  мм.

С целью изучения изменения механических свойств массивных аморфных металлических сплавов (АМС) образцы изотермически отжигались при  $T = 100 \div 600$  °С 0,5 и 1 ч. При этом измерялась микротвердость на микротвердомере ПМТ-3 с нагрузкой 100 г. На растровом электронном микроскопе РЭМ-100 исследовались изломы отожженных образцов. Струк-

© Бондаренко А. А., Золотарев С. И., Кирко В. И., Клещев А. В., Лобасов С. А., Тарасова Л. С., Храменко С. А., Язвицкий М. Ю.