

Рис. 4. Рентгенограммы исходного (а) и упрочненного образца (б).

ки, должны отжечься, и к концу процесса упрочнения механические характеристики кобальта не будут отличаться от исходных. При этом начальная температура должна быть не очень велика, чтобы не вызвать отжиг дефектов в зернах карбида вольфрама. Таким образом, упрочнение твердого сплава обуславливается только лишь изменением структуры карбида вольфрама.

В заключение авторы выражают свою признательность Т. М. Соболенко, Т. С. Тесленко, Н. В. Губаревой за полезные обсуждения результатов и ценные советы.

*Поступила в редакцию  
1/IV 1977,  
после доработки — 1/VI 1977*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Третьяков. Металлокерамические твердые сплавы. М., Металлургиздат, 1966.
2. Твердые сплавы. Сборник. Ч. II. М., Металлургиздат, 1960.
3. Ю. Ф. Черный, Р. В. Рыбальченко и др.— В сб.: Твердые сплавы. № 16. 1976.
4. Э. Ш. Чагелишвили. ФГВ, 1971, 7, 2.
5. А. А. Дерибас, М. А. Могилевский, Э. Ш. Чагелишвили. ФГВ, 1973, 9, 5.
6. Я. С. Уманский. Рентгенография металлов. М., Металлургиздат, 1960.
7. С. С. Горелик, Л. Н. Расторгуев, Ю. А. Скаков. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. М., «Металлургия», 1970.

#### ВЛИЯНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН НА ФАЗОВОЕ РАВНОВЕСИЕ В СПЛАВЕ Fe—Cr—Ni

*А. Н. Киселев*

*(Новосибирск)*

В работе изучалось фазовое равновесие в сплаве Fe—Cr—Ni в условиях ударного нагружения. Исследуемый сплав (массовый состав: 18% Cr, 10% Ni, остальное Fe) наиболее близок по химическому составу к стали аустенитного класса X18Ni10T и зарубежным сталям типа 304, 18-8.

Анализ литературных данных, относящихся к фазовым превращениям в указанном сплаве, говорит об отсутствии достаточного количества экспериментальных результатов для воссоздания непротиворечивой картины процесса. Так, при исследовании профиля фронта ударной волны в сплаве, содержащем 18% Cr и 8% Ni и находящемся в однофазном аустенитном состоянии ( $\gamma$ -фаза), не было выявлено фазовых превращений, протекающих на фронте ударной волны [1—4]. В то же время рентгеноструктурный и электронно-микроскопический анализы, проведенные на образцах после нагружения их ударными волнами, обнаружили измеримое количество  $\epsilon$ -фазы [5—7].

Для данного сплава, находящегося в двухфазном исходном состоянии ( $\alpha + \gamma$ ), зафиксировано фазовое превращение  $\alpha \rightarrow \epsilon$  на фронте ударной волны при давлении  $p = 3$  ГПа [1, 2]. В работе [3] на аналогичном сплаве, находящемся в том же фазовом состоянии, обнаружен фазовый переход  $\alpha \rightarrow \epsilon$  на фронте в точке  $p = 7$  ГПа. В ряде работ [6—10] в сохранных образцах аналогичного состава найден  $\alpha$ -мартенсит, тогда как в работе [5] он не обнаружен, а в [11] зафиксирован только после нагружения давлением 15 ГПа.

С целью дальнейшего выяснения вопросов равновесия фаз в указанном сплаве в настоящей работе проведены эксперименты по нагружению стали<sup>1</sup> X18Ni10T плоскими ударными волнами в диапазоне от 10 до 60 ГПа.

### Экспериментальные методы и материалы

Исследовались прямоугольные образцы с размерами  $10 \times 6 \times 1$  мм, изготовленные из промышленного проката. По данным рентгеноструктурного анализа образцы обладали текстурой: направление  $[111]$  в плоскости  $(\bar{1}12)_\gamma$  параллельно направлению проката, плоскость  $(\bar{1}12)_\gamma$  параллельна плоскости проката. Экспериментальная схема сборки показана на рис. 1. Для уменьшения влияния разгрузки образцы заливались свинцом, динамическая жесткость которого ( $\rho_0 D$ ) близка к жесткости нержавеющей стали. Плоские ударные волны создавались в образцах при соударении медных пластин толщиной 2 мм с матрицей. Пластины металлись гексогеном с начальной плотностью  $\rho_0 = 1$  г/см<sup>3</sup>. Значения величин скорости полета и угла поворота пластины получены численным методом при решении задачи о метании пластины скользящей детонационной волной по двумерной схеме [12]. Экспериментальная проверка показала [13], что относительная погрешность определенной таким образом скорости полета пластины не превышает 10%. Результаты расчетов скорости полета пластин и данные по ударной сжимаемости меди [14] и нержавеющей стали [15] дают возможность определить давление на фронте ударной волны.

Магнитные измерения сохранных образцов проводились баллистическим методом в постоянном магнитном поле напряженностью  $H = 3000$  Э. Реальная чувствительность измерительной установки равнялась 2 Гс/деление, что соответствует содержанию в образце примерно 0,2%  $\alpha$ -мартенсита. Пересчет данных по намагниченности на процентное содержание  $\alpha$ -мартенсита проводился аналогично [16]. Перед нагружением исследуемые образцы нагревались до 1100°C с выдержкой в течение 40 мин с последующей закалкой в воде.

<sup>1</sup> Химический состав стали X18Ni10T, %: Cr — 17,58, Ni — 9,56, Mn — 1,5, C — 0,11, Ti — 0,36, Si — 0,8, Fe — остальное.

### Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис. 2 представлены экспериментальные результаты магнитных измерений образцов при различной ориентации выделенного направления текстуры относительно направления ударной волны. (Данные получены усреднением результатов измерений на 3—6 образцах в каждой точке). Видно, что уже при давлении 10 ГПа и начальной температуре 20°C в стали X18H10T образуется примерно 2%  $\alpha$ -мартенсита. С ростом давления до определенной величины увеличивается количество образовавшегося  $\alpha$ -мартенсита. Затем эта зависимость нарушается, количество  $\alpha$ -мартенсита начинает уменьшаться и при  $p=50$  ГПа не превышает 2,5%. Такой характер поведения зависимости количества образовавшегося мартенсита от пикового давления на фронте ударной волны имеет место для всех выбранных ориентаций направления ударной волны относительно плоскости проката и направления текстуры. Результаты работы [9] показывают, что общий вид указанной зависимости содержания  $\alpha$ -мартенсита в сохранных образцах имеет аналогичный характер.

Как следует из рис. 2, количество  $\alpha$ -мартенсита зависит от ориентации направления ударной волны относительно выделенного направления текстуры: в случае, если направление ударной волны перпендикулярно направлению проката, а плоскость проката параллельна ей (рис. 2, 1), то во всем исследуемом диапазоне давлений в данных образцах обнаруживается больше  $\alpha$ -мартенсита, чем в образцах с направлением текстуры, параллельном направлению ударной волны (см. рис. 2, 2). Меньше всего мартенсита образуется при взаимно перпендикулярной ориентации плоскости проката и направления ударной волны (см. рис. 2, 3).

Подобное поведение зависимости количества образовавшегося  $\alpha$ -мартенсита от ориентации решетки относительно направления приложенного напряжения показано в [17]. Авторы работы [18] проанализировали с точки зрения величины возникающих касательных напряжений в плотно упакованной плоскости  $\{111\}_\tau$  относительно направления приложенной нагрузки результаты [17]. Анализ подтвердил вывод о влиянии направления нагрузки на величину касательных напряжений, влияющих на степень преобразования аустенита в  $\alpha$ -мартенсит и показал, что растягивающее напряжение, параллельное  $\langle 100 \rangle$ , менее выгодно для преобразования в плоскости  $\{111\}_\tau$ , чем растяжение, параллельное  $\langle 111 \rangle$ .

Проанализируем подобным образом экспериментальные результаты, представленные на рис. 2. Величины касательных напряжений в

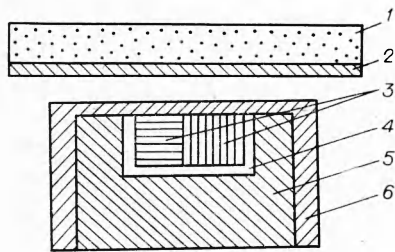


Рис. 1. Экспериментальная схема сборки.

1 — заряд ВВ; 2 — метаемаемая пластина; 3 — образцы из исследуемого материала; 4 — свинец; 5 — матрица; 6 — крышка матрицы.

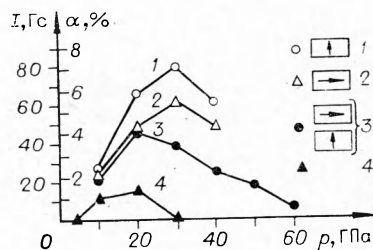


Рис. 2. Содержание  $\alpha$ -мартенсита в сохранных образцах при различных ориентациях направления ударной волны относительно текстуры.

1 —  $p \parallel [110]$ ; 2 —  $p \parallel [111]$ ; 3 —  $p \perp [112]_\gamma$ ; 4 — данные [9].

различных плоскостях определялись обычным образом:

$$\vec{\tau}_{\max} = \vec{p} \cdot \cos \varphi \cdot \cos \psi, \quad (1)$$

где  $\varphi$  — угол между направлением приложенной нагрузки  $\vec{p}$  и нормалью к плоскости сдвига;  $\psi$  — угол между  $\vec{p}$  и разрешенным направлением сдвига [18].

Расчет проведен при условии одномерного сжатия решетки только для одного варианта, эквивалентные симметричные комбинации опущены. Рассчитанные таким образом величины представлены в табл. 1. Величина касательных напряжений в волнах разрежения увеличивается при переходе от одного выбранного режима нагружения к другому. Поскольку в работе [10] экспериментально показано, что  $\alpha$ -мартенсит появляется в волне разрежения через  $(1,5 \div 2,5) \cdot 10^{-6}$  с после прихода фронта ударной волны на образец при общей длительности ударного импульса порядка  $4 \cdot 10^{-6}$  с, есть основание провести корреляцию между экспериментальными данными, представленными на рис. 2, и расчетными значениями (табл. 1) максимальных касательных напряжений, развивающихся в волнах разрежения. Как видно из представленных на рис. 3 данных, для  $p = 30$  ГПа количество  $\alpha$ -мартенсита в сохраненных образцах и расчетные значения касательных напряжений, развивающихся в волнах разрежения, хорошо согласуются между собой. Для сравнения на рис. 3 приведены значения касательных напряжений, развивающихся при сжатии, т. е. на фронте ударной волны, в тех же плоскостях сдвига.

Представленные результаты показывают, что анизотропный по структуре материал влияет не только на свойства, проявляющиеся при

Т а б л и ц а 1

Направление ударной волны	Плоскость и направление сдвига		$\tau_{\max}$ для приложенного напряжения $p=1$	Номер кривой на рис. 2
	для сжатия	для разрежения		
$\vec{p} \parallel [112]$	$(\bar{1}11)_\gamma$	—	0,314	—
	$[\bar{1}\bar{1}2]$	—	—	—
	—	$(\bar{1}\bar{1}1)_\gamma$	0,157	3
	—	$[\bar{1}21]$	—	—
$\vec{p} \parallel [\bar{1}\bar{1}1]$	$(\bar{1}11)_\gamma$	—	0,314	—
	$[\bar{1}\bar{1}2]$	—	—	—
	—	$(\bar{1}\bar{1}1)_\gamma$	0,222	3
	—	$[\bar{1}2\bar{1}]$	—	—
$\vec{p} \parallel [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	$(\bar{1}\bar{1}1)_\gamma$	—	0,157	—
	$[\bar{1}21]$	—	—	—
	—	$(\bar{1}\bar{1}1)_\gamma$	0,314	2
$\vec{p} \parallel [\bar{1}10]$	$(\bar{1}\bar{1}1)_\gamma$	—	0,236	—
	$[\bar{2}\bar{1}\bar{1}]$	—	—	—
	—	$(\bar{1}11)_\gamma$	0,47	1
		$[\bar{1}\bar{1}2]$		



сжатии (как например, величина давлений фазового превращения в висмуте по направлениям «а» и «с», величина динамического предела текучести по тем же направлениям [19]), но и на фазовые превращения, протекающие в волнах разрежения.

### Термодинамика фазового равновесия в ударных волнах

Как известно [20, 21], для термодинамического рассмотрения влияния давлений и температур на фазовое равновесие необходимо получить разность термодинамических потенциалов Гиббса для фаз, участвующих в превращении (или термодинамический стимул превращения). Воспользуемся для этой цели моделью Кауфмана [20, 21]. Для тройного Fe—Cr—Ni сплава разность термодинамических потенциалов Гиббса фаз  $\alpha$  и  $\gamma$  имеет, согласно [20—22], следующий вид:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi^{\alpha\rightarrow\gamma}(p, T) = \Phi^\gamma(p, T) - \Phi^\alpha(p, T) = & (1 - x - y) \cdot \Delta\Phi_{\text{Fe}}^{\alpha\rightarrow\gamma}(T) + \\ & + x \cdot \Delta\Phi_{\text{Cr}}^{\alpha\rightarrow\gamma}(T) + y \cdot \Delta\Phi_{\text{Ni}}^{\alpha\rightarrow\gamma}(T) + x \cdot (1 - x - y) \cdot (G - A)_{\text{Fe-Cr}} + \\ & + y \cdot (1 - x - y) \cdot (G - A)_{\text{Fe-Ni}} + x \cdot y (G - A)_{\text{Cr-Ni}} + 23,9 \cdot p \cdot \Delta V^{\alpha\rightarrow\gamma}(T), \quad (2) \end{aligned}$$

где  $x$ ,  $y$  — молярная концентрация Cr и Ni соответственно (для указанного сплава  $x=0,192$ ,  $y=0,094$ )  $\Delta\Phi_{\text{Fe}}^{\alpha\rightarrow\gamma}(T)$ ,  $\Delta\Phi_{\text{Cr}}^{\alpha\rightarrow\gamma}(T)$ ,  $\Delta\Phi_{\text{Ni}}^{\alpha\rightarrow\gamma}(T)$  — разность свободных энергий фаз  $\gamma$  и  $\alpha$  для Fe, Cr, Ni соответственно, кал/моль (данные взяты из работ [21, 22])  $(G - A)_{\text{Fe-Cr}}$ ,  $(G - A)_{\text{Fe-Ni}}$ ,  $(G - A)_{\text{Cr-Ni}}$  — разность энергий взаимодействия в сплаве атомов Fe с Cr, Fe с Ni, Cr с Ni, соответственно находящемся в  $\gamma$ - и  $\alpha$ -фазе, кал/моль (в расчетах использованы результаты работы [22]); 23,9 — размерный коэффициент, кал/Дж;  $p$  — давление, кбар;  $\Delta V^{\alpha\rightarrow\gamma}(T) = V^\gamma(T) - V^\alpha(T)$  — разность удельных объемов фаз  $\gamma$  и  $\alpha$  при заданной температуре, см<sup>3</sup>/моль.

По величине разности термодинамических потенциалов Гиббса для фаз  $\gamma$  и  $\alpha$  ( $\Phi^{\alpha\rightarrow\gamma}(p, T) = \Phi^\gamma(p, T) - \Phi^\alpha(p, T)$ ) можно судить об их стабильности при переменных  $p$  и  $T$ ; при  $\Delta\Phi^{\alpha\rightarrow\gamma}(p, T) > 0$   $\alpha$ -фаза стабильнее  $\gamma$ -фазы и наоборот.

Для переходов  $\epsilon \rightarrow \alpha$  и  $\epsilon \rightarrow \gamma$  соответствующие значения разности свободных энергий приведены в работах [21, 22]. В связи с тем, что температурные зависимости удельных объемов фаз  $\alpha$ ,  $\gamma$ ,  $\epsilon$  отсутствуют, взяты соответствующие приближения для чистого железа, имеющие, согласно [20, 23], следующий вид:

$$V_{\text{Fe}}^\alpha(T) = 6,991 + 3,27 \cdot 10^{-4} \cdot T \text{ см}^3/\text{моль}, \quad (3)$$

$$\Delta V_{\text{Fe}}^{\alpha\rightarrow\gamma}(T) = V^\gamma(T) - V^\alpha(T) = -0,312 + 2 \cdot 10^{-4} \cdot T \text{ см}^3/\text{моль}, \quad (4)$$

$$V_{\text{Fe}}^\epsilon(T) = 6,731 (1 + 2,043 \cdot 10^{-5} \cdot T + 1,52 \cdot 10^{-8} \cdot T^2) \text{ см}^3/\text{моль}. \quad (5)$$

После подстановки в уравнение (2) расчетных термодинамических данных<sup>2</sup>, характеризующих состояние стали типа 304 [15] непосред-

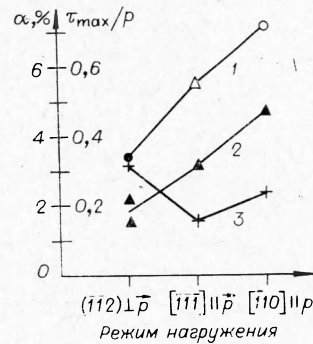


Рис. 3. Содержание  $\alpha$ -мартенсита в сохраненных образцах (1) и расчетные значения касательных напряжений, развивающихся в плоскости  $\{111\}_\gamma$  на фронте ударной волны с амплитудой  $p=30$  ГПа (3) и в волне разрежения (2) при различных режимах нагружения.

<sup>2</sup> Уравнения для  $\epsilon \rightarrow \alpha$ - и  $\epsilon \rightarrow \gamma$ -переходов записываются аналогично (2).

венно за фронтом ударной волны и в волне разрежения ( $p$  и  $T$ ), получены термодинамические стимулы превращений  $\Delta\Phi^{\alpha\rightarrow\gamma}(p, T)$ ,  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p, T)$  и  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p, T)$  в предположении равенства изотермических сжимаемостей фаз [20, 21]. В силу очевидной связи (см. (2))

$$\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p, T) = \Delta\Phi^{\alpha\rightarrow\gamma}(p, T) + \Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p, T) \quad (6)$$

из трех величин термодинамических стимулов превращений только два независимы, поэтому после нахождения  $\Delta\Phi^{\alpha\rightarrow\gamma}(p, T)$  и  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p, T)$  значение  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p, T)$  определялось, согласно (6), аналогично работе [23]. Состояние в волнах разрежения ( $p$  и  $T$ ) определялось в точках

$$V_2 = (V_0 + V_1)/2, \quad V_3 = (V_1 + V_2)/2, \quad V_4 = (V_2 + V_0)/2. \quad (7)$$

( $V_0, V_1$  — удельный объем в исходном состоянии и за фронтом ударной волны соответственно) по формулам, предложенным в [24] при постоянном коэффициенте Грюнайзена  $\Gamma = \Gamma_0 = 2$ :

$$T_i = \left(\frac{V_1}{V_i}\right)^{\Gamma_0} \cdot T_1, \quad i = 2, 3, 4; \quad (8)$$

$$p_i = p_{x1} + (p_1 - p_{x1}) \left(\frac{V_1}{V_i}\right)^{\Gamma_0+1}, \quad i = 2, 3, 4. \quad (9)$$

Проверка показала, что температуры в волнах разрежения, полученные с помощью соотношения (8) при  $\Gamma_0 = 2$ , в исследуемом диапазоне давлений только в области 100 ГПа отличаются примерно на 3% от расчетных температур, полученных с использованием зависимости коэффициента Грюнайзена от объема [15].

На рис. 4 представлено поведение термодинамических стимулов превращений на фронте ударных волн различной интенсивности ( $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p_1, T_1)$ ,  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p_1, T_1)$ ), для полностью разгруженного состояния ( $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(T_s)$ ;  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(T_s)$ ) и в волнах разрежения от давлений на фронте. Здесь по оси абсцисс отложены температуры, развивающиеся

за фронтом ударных волн, в волнах разрежения и относящиеся к полностью разгруженному состоянию.

В исходном состоянии, как это следует из рис. 4, стабильность фаз по мере ее уменьшения следующая:  $\alpha, \gamma, \varepsilon$ . С ростом давления на фронте ударных волн  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p_1, T_1)$  растет существенно быстрее  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p_1, T_1)$  и раньше попадает в область положительных значений, где более стабильной по отношению к  $\alpha$ - и  $\gamma$ -фазам оказывается  $\varepsilon$ -фаза, поэтому в материале со сложной исходной структурой ( $\alpha + \gamma + \varepsilon$ ) с ростом амплитуды давления в  $\varepsilon$ -фазу должна переходить сначала  $\alpha$ -, а затем  $\gamma$ -фаза.

Рассмотрим поведение термодинамических стимулов превращений  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p, T)$  и  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p, T)$  в волне разрежения от давлений на фронте ударной волны. Для этой цели воспользуемся значениями термодинамических стимулов в точках  $V_2, V_3, V_4$ . Построенные по точкам зависимости термодинамических стимулов от температур и давлений в вол-

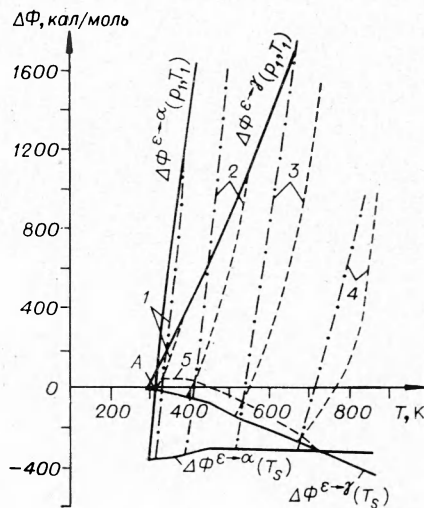


Рис. 4. Поведение термодинамических стимулов превращений  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p_1, T_1)$ ;  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p_1, T_1)$  — на фронте ударной волны,  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(T_s)$ ,  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(T_s)$  — для полностью разгруженного состояния.

— — — изменения термодинамических стимулов  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p, T)$  и  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p, T)$  и соответственно в волне разрежения от давлений на фронте ударной волны 20 (1), 40 (2), 60 (3), 80 (4) ГПа.

нах разрежения также показаны на рис. 4 (линии 1—4). Как видно из рис. 4, термодинамические стимулы превращений  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p, T)$  и  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p, T)$  из состояний непосредственно за фронтом ударной волны ( $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p_1, T_1)$ ,  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p_1, T_1)$ ) уменьшаются при снижении температуры и давлений в волне разрежения и пересекаются. Как уже отмечалось, для состояний, где  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p, T) > 0$  и  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p, T) > 0$ ,  $\varepsilon$ -фаза более стабильна по отношению к  $\gamma$ - и  $\alpha$ -фазам, причем до точек пересечения термодинамических стимулов в волне разрежения (рис. 4, 5,)  $\gamma$ -фаза более устойчива по отношению к  $\alpha$ -фазе. Кривая 5 является совокупностью точек, в которых  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p, T) = \Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p, T)$ , т. е.  $\Delta\Phi^{\alpha\rightarrow\gamma}(p, T) = 0$ , поэтому ниже кривой 5 большую стабильность приобретает уже  $\alpha$ -фаза по сравнению с  $\gamma$ -фазой.

Дальнейшее снижение в волне разрежения давлений и температур приводит к тому, что  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p, T)$  и  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p, T)$  сначала становятся равными нулю, а затем меньше его. В этой области  $\alpha$ - и  $\gamma$ -фазы более стабильны по сравнению с  $\varepsilon$ -фазой, и их конкуренция определяет, какие фазы будут существовать в полностью разгруженном состоянии. В этой области  $\alpha$ -фаза по сравнению с  $\gamma$ -фазой, термодинамически более стабильной, становится также ниже кривой 5. Из проведенного термодинамического анализа следует, что  $\alpha$ -фаза появляется в волне разрежения.

Проведем оценку по давлению в волне разрежения для моментов, когда  $\alpha$ -фаза становится термодинамически стабильнее  $\varepsilon$ - и  $\gamma$ -фаз. Для области, где термодинамические стимулы превращений  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p, T) > 0$  и  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p, T) > 0$  и где наиболее стабильной будет  $\varepsilon$ -фаза, границей превращения  $\alpha$ -фазы в стабильную фазу будет ось температур. Для области  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p, T) < 0$  и  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(p, T) < 0$ , границей, за которой  $\alpha$ -фаза будет стабильнее  $\gamma$ - и  $\varepsilon$ -фаз, будет кривая 5 на рис. 4. Подставив в формулу (8) значение температуры в точках пересечения термодинамического стимула  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(p, T)$  в волне разрежения с границей, за которой  $\alpha$ -фаза наиболее стабильна, определим значения удельного объема  $V^*$ . Соответствующие значения удельного объема величины давлений ( $p^*$ ) определялись по формуле (9);  $T^*$ ,  $V^*$ ,  $p^*$ , вычисленные таким путем, представлены в табл. 2.

Как следует из результатов вычислений, с ростом температуры в точках, где  $\alpha$ -фаза становится термодинамически стабильнее  $\varepsilon$ - и  $\gamma$ -фаз, давление понижается, т. е. с ростом интенсивности нагружения для ударных волн постоянной длительности задержка появления  $\alpha$ -мартенсита будет расти. Вывод, полученный в результате термодинамического рассмотрения относительного момента появления  $\alpha$ -фазы, подтверждается результатами ранее проведенных экспериментов в работе [10], где с помощью магнитного метода (измерение намагниченности в образце в момент прохождения по нему ударной волны) показано, что появление магнитной  $\alpha$ -фазы относительно прихода фронта ударной волны задерживается на  $(1,5 \div 2,5) \cdot 10^{-6}$  с при длительности ударного импульса порядка  $4 \cdot 10^{-6}$  с.

Рассмотрим поведение термодинамических стимулов превращения  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\alpha}(T_s)$  и  $\Delta\Phi^{\varepsilon\rightarrow\gamma}(T_s)$  для полностью разгруженного состояния.

Т а б л и ц а 2

$p_1$ , ГПа	$T_1$ , К	$V_1$ , см <sup>3</sup> /г	$p^*$ , ГПа	$T^*$ , К	$V^*$ , см <sup>3</sup> /г
20	382	0,11515	5,1	332	0,12352
40	544	0,10794	4,3	413	0,12388
60	795	0,10279	2,8	532	0,12565
80	1127	0,09883	1,7	682	0,127702

Из рис. 4 видно, что в полностью разгруженном состоянии при остаточных температурах, близких к исходной,  $|\Delta\Phi^{\epsilon \rightarrow \alpha}(T_s)| > |\Delta\Phi^{\epsilon \rightarrow \gamma}(T_s)|$ . С ростом давлений, а следовательно, и остаточных температур разница между  $\Delta\Phi^{\epsilon \rightarrow \alpha}(T_s)$  и  $\Delta\Phi^{\epsilon \rightarrow \gamma}(T_s)$  уменьшается и при  $T=725$  К, они равны. Поскольку до  $T=725$  К  $|\Delta\Phi^{\epsilon \rightarrow \alpha}(T_s)| > |\Delta\Phi^{\epsilon \rightarrow \gamma}(T_s)|$ , то в данном диапазоне температур и соответствующих им давлений более стабильной фазой будет  $\alpha$ -фаза по сравнению с  $\gamma$ -фазой. Отсюда следует, что в случае существования  $\epsilon$ -фазы за фронтом ударной волны она должна перейти в  $\alpha$ -фазу при полной разгрузке от давлений за фронтом, соответствующих остаточным температурам, меньшим 725 К. Дальнейший рост давлений на фронте ударной волны приводит к остаточным температурам, большим 725 К, и к уже большей термодинамической устойчивости  $\gamma$ -фазы по сравнению с  $\alpha$ -фазой, т. е. существует критическое давление на фронте ударной волны, при превышении которого появление  $\alpha$ -мартенсита в нагруженном материале с точки зрения термодинамики противоречиво.

На основании проведенного термодинамического рассмотрения становится понятным, почему с ростом амплитуд ударных волн количество  $\alpha$ -мартенсита, найденное в сохраненных образцах, начиная с некоторого давления, непрерывно уменьшается. По данным работы [13] остаточная температура  $T=725$  К соответствует давлению на фронте ударной волны 86,3 ГПа. Учитывая принятое допущение о равенстве изотермических сжимаемостей фаз  $\alpha$ ,  $\gamma$ ,  $\epsilon$  и независимости их удельных объемов от концентраций легирующих элементов, совпадение теории с экспериментом можно считать достаточно хорошим.

Из рис. 4 видно, что термодинамический стимул  $\Delta\Phi^{\epsilon \rightarrow \alpha}(p_1, T_1)$  равен нулю в точке А. При снижении температуры и давления на фронте ударной волны от точки А  $\epsilon$ -фаза еще продолжает оставаться стабильнее  $\gamma$ -фазы, но  $\alpha$ -фаза уже стала стабильнее  $\epsilon$ -фазы и, следовательно,  $\gamma$ -фазы. Отсюда ясно, что при нагружении слабыми ударными волнами (менее 5 ГПа) материала, находящегося в исходном аустенитном состоянии, можно ожидать появление  $\alpha$ -мартенсита непосредственно на фронте ударной волны.

Подведем итоги проведенной работы.

При исследовании влияния ударных волн различной амплитуды на сталь X18H10T, обладающую текстурой, показано, что количество образующегося  $\alpha$ -мартенсита зависит от ориентации направления ударной волны относительно текстуры материала. Экспериментальная зависимость количества обнаруженного  $\alpha$ -мартенсита хорошо коррелирует с расчетными значениями максимальных касательных напряжений, развивающихся в волнах разрежения.

Проведенный термодинамический анализ показал, что  $\alpha$ -мартенсит появляется в волне разрежения, а также объяснил поведение экспериментальной зависимости обнаруженного в сохраненных образцах количества  $\alpha$ -мартенсита от амплитуды давления на фронте ударных волн.

В заключение автор выражает благодарность М. А. Могилевскому за проявленное внимание и ценные советы, высказанные при обсуждении работы.

Поступила в редакцию  
20/XII 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F. S. Minshall, E. G. Zukas, C. M. Fowler. J. of Metals, 1960, 12, 733.
2. C. M. Fowler, F. S. Minshall and E. G. Zukas.— In Book: Response of Metals to High — Velocity Deformation. New York, Interscience, 1961, p. 175.
3. R. E. Duff, W. H. Gust a. o.— In Book: Behaviour of Dense Media under High Dynamic Pressures, New York, 1968, p. 396.



4. R. G. McQueen, S. R. Marsh a. o.— In Book: High Velocity Impact Phenomena. New York — London, Academic Press, 1970, p. 353, 411.
5. M. C. Inman, L. E. Murr and M. F. Rose. Advances in Electron Metallography. 6A, ASTM, STP, 396, 1966, p. 39.
6. F. E. Van Wally.— In Book: Behaviour of Dense Media under High Dynamic Pressures. New York, 1968, p. 337.
7. L. E. Murr and K. P. Staudhammer. Materials Science and Engineering, 1975, 20, 35.
8. M. Kangilaski, J. S. Perrin a. o. Metallurgical Transactions, 1971, 2, 9, 2607.
9. И. С. Власьев, Я. М. Головчинер, П. О. Пашков. Тр. ВПИ, вып. 5, Волгоград, 1972.
10. А. Н. Киселев. ФГВ, 1975, 11, 6, 945.
11. L. E. Murr and M. F. Rose. The Philosophical Magazine, 1968, 18, 152, 281.
12. А. А. Дерibas, Г. Е. Кузьмин. ПМТФ, 1970, 1.
13. Г. Е. Кузьмин, В. И. Мали, В. В. Пай. ФГВ, 1973, 9, 4, 558.
14. Динамические исследования твердых тел под высоким давлением. М. «Мир», 1965.
15. High Velocity Impact Phenomena. Ed. R. Kinslow. New York — London, Academic Press, 1970, p. 551.
16. Н. И. Коперсак. Завод. лаб., 1959, 11, 1323.
17. R. Lagneborg. Acta Metallurgica, 1964, 12, 7, 823.
18. W. G. Burgers, I. A. Klostermann. Acta Metallurgica, 1965, 13, 5, 568.
19. D. B. Larson. J. of Appl. Phys., 1967, 18, 1541.
20. L. Kaufman.— In Book: Solids under Pressure. Ed. W. Paul, D. M. Warschauer. New York — London, 1963, p. 303.
21. Л. Кауфман, Х. Бернштейн. Расчет диаграмм состояния с помощью ЭВМ. М., «Мир», 1972.
22. I. F. Breedis and L. Kaufman. Metallurgical Transactions, 1971, 2, 9, 2359.
23. D. Blackburn, L. Kaufman, M. Cohen. Acta Metallurgica, 1965, 13, 5, 533.
24. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966 г.

## ПОВЕДЕНИЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

*Е. З. Новицкий, В. Д. Садунов, Г. Я. Карпенко*

(Москва)

В работе [1] сделано сообщение о двух типах устройств, генерирующих электрическую энергию во внешней цепи, когда рабочее тело этих устройств — пьезоэлектрическая керамика (ПК) — подвергается сжатию ударной волной (УВ). Условимся называть далее такое устройство взрывным пьезогенератором или просто генератором, в отличие от пьезоэлектрических датчиков давления (просто датчиков) — устройств аналогичного типа, но предназначенных для других целей (воспроизведение формы импульса давления в виде электрического импульса во внешней цепи, когда вопрос о величине генерируемой датчиком давления электрической энергии не первостепенный). В обоих случаях происходит преобразование энергии ударной волны в электрическую, и с этой точки зрения генераторы и датчики можно определить одним термином: преобразователи энергии. Эти два типа преобразователей с анализом влияния на их работу свойств ПК при воздействии УВ и рассматриваются ниже.

Основные объекты исследований: два состава цирконата-титаната свинца (ЦТС), лежащие практически на границе морфотропных превращений — ЦТС-19 и ПКР-1 [2]. Эти составы отличаются модификаторами. Образцы из ЦТС-19 готовились по обычной керамической технологии и по технологии горячего прессования, образцы из ПКР-1 —