

## ФАЗОВОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ В ТИТАНЕ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

А. Н. Киселев, А. А. Фальков  
(Новосибирск)

Фазовый переход в титане ( $\alpha \rightarrow \omega$ ) исследовался как в условиях статического, так и динамического давления [1—11]. Исследования в статике показали, что  $\alpha \rightarrow \omega$ -превращение необратимо и происходит при 4—9 ГПа [1—3, 7]. Нагружение титана ударными волнами при начальной температуре  $T = 20^\circ\text{C}$  показало, что  $\omega$ -фаза не сохраняется при нагружении ударными волнами в диапазоне от 12 до 50 ГПа [4, 6, 10, 11], хотя в работе [8] незначительное количество  $\omega$ -фазы обнаружено при давлении 35 ГПа. Снижение исходной температуры нагружения до  $-150^\circ\text{C}$  дает возможность сохранить в образцах титана достаточное для последующего изучения количество  $\omega$ -фазы [8, 10, 11], причем при этой температуре следы  $\omega$ -фазы в образцах обнаруживаются уже при давлении 9 ГПа [10].

Как показали результаты исследований, проведенных на Fe, Bi, KCl и других материалах, величины давлений фазовых превращений в статике и динамике близки или совпадают [12, 13]. Однако для титана величина давления фазового превращения, проходящего в ударной волне и зафиксированного по излому  $D-U$ -диаграммы, равна 17,5 ГПа [5], что существенно отличается от статике и лежит далеко от границы фазового равновесия [14, 15]. Поскольку при этих условиях  $\alpha \rightarrow \omega$ -превращение обратимо и с помощью рентгенофазных исследований невозможно установить границу превращения, в данной работе поставлена задача — определить величину давления  $\alpha \rightarrow \omega$ -превращения в титане по структуре фронта ударной волны. Для этой цели использован емкостный метод регистрации скорости свободной поверхности [16, 17] и проведено измерение сопротивления титановой проволоки при различной амплитуде давления на фронте ударных волн. Скорость свободной поверхности при измерениях конденсаторным методом определялась по формуле [16]

$$U(t) = Z(t) / \left[ 1/x_0 + \int_0^t Z(t) dt \right]^2 \quad (1)$$

Здесь  $Z(t) = V_{\text{вх}}(t)/\epsilon \cdot \epsilon_0 SRE$ ;  $V_{\text{вх}}(t)$  — напряжение на входном сопротивлении осциллографа, равном волновому сопротивлению коаксиальной линии;  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м — электрическая постоянная;  $x_0$ ,  $S$ ,  $E$ ,  $\epsilon$  — величины, характеризующие измерительный конденсатор (зазор, площадь обкладки, зарядное напряжение на конденсаторе, диэлектрическую проницаемость среды).

Измерения проводились с использованием охранного кольца диаметром 40 мм для создания неискаженного электрического поля в измерительном конденсаторе (диаметром 14 мм). Время разрешения  $\tau = RC$  не превышало 0,03 мкс, где  $R$  — волновое сопротивление кабеля,  $R = 150$  Ом,  $C \leq 2 \cdot 10^{-10}$  Ф — суммарная емкость, включающая в себя емкость измерительного конденсатора, паразитную емкость монтажа и емкость коаксиального кабеля. Измерения проводились на образцах технически чистого титана марки ВТ1-0 толщиной 15 мм ( $\rho_0 = 4,52$  г/см<sup>3</sup>,  $c_0 = 4,77$  км/с). Ударные волны в титане возбуждались при контактном взрыве различных взрывчатых веществ. Общая длительность импульса сжатия равнялась  $4 \cdot 10^{-6}$  с. Схема экспериментальной сборки показана на рис. 1, а. Ошибка измерения массовой скорости конденсаторным методом не превышала  $\pm 5\%$ .

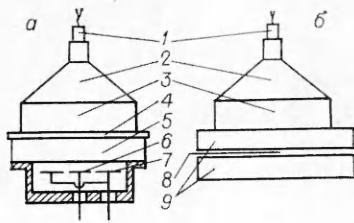


Рис. 1. Схемы экспериментальных сборок для измерения скорости свободной поверхности конденсаторным методом (а) и электросопротивления титановой проволоочки (б).

1 — электродетонатор; 2 — генератор плоской ударной волны; 3 — заряд ВВ; 4 — инертная прокладка; 5 — образец титана; 6 — обкладка измерительного конденсатора; 7 — охранное кольцо; 8 — датчик (титановая проволоочка, приваренная к выводам из медной фольги); 9 — тефлоновая матрица.

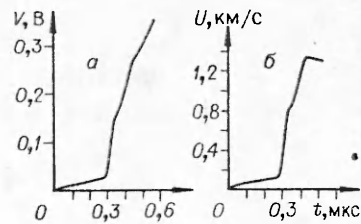


Рис. 2. Характерная оциллограмма, полученная конденсаторным методом (а), и соответствующий ей профиль массовой скорости (б).

Для снятия зависимости электросопротивления титана от давления на фронте ударной волны использована мостовая схема, аналогичная схеме измерения манганиновым датчиком [18]. Титановые проволоочки вырезались на электроискровой установке из титановой фольги марки ВТ1-0 толщиной 50 мкм, сваривались с выводами из медного провода и расплющивались до толщины 40—50 мкм. Изготовленные таким образом датчики подвергались отжигу для снятия наклепа в течение 1 ч при 600°C в вакууме  $10^{-4}$  Па.

Измерительная сборка состояла из титанового датчика сопротивлением 1—2 Ом, помещенного между двумя пластинами из тефлона, толщиной каждая 5 мм (см. рис. 1, б).

Измерение сопротивления титана проводилось в семи точках по давлению. При контактном взрыве зарядов с плоским детонационным фронтом из аммонита 6ЖВ, литого тротила и сплава ТГ 50/50 в тефлоне возбуждались ударные волны с давлением на фронте  $7,5 \pm 0,8$ ,  $18,3 \pm 0,5$ , и  $24,7 \pm 0,8$  ГПа соответственно. Ударные волны амплитудой  $2,4 \pm 0,4$ ,  $10,0 \pm 0,5$ ,  $12,8 \pm 0,6$  ГПа получены с помощью тех же ВВ с использованием медного экрана, точка  $4,4 \pm 0,4$  ГПа — при использовании насыпного гексогена и медного экрана. Величины 24,7 и 18,3 ГПа определялись методом  $p-U$ -диаграмм по известной ударной адиабате тефлона [19] и известным изэнтропам расширения продуктов детонации литого тротила и сплава ТГ 50/50 [20, 21]. Давления 10,0 и 12,8 ГПа находились в контрольных экспериментах манганиновыми датчиками с точностью  $\pm 5\%$ , а давления 2,4, 4,4 и 7,5 ГПа получены с точностью  $\pm 10\%$  по измеренной скорости ударной волны в тефлоне одновременно с измерением сопротивления титановой проволоочки. Ошибка измерения электросопротивления титана не превышала  $\pm 5\%$ .

На рис. 2. представлена характерная оциллограмма, полученная емкостным методом, и соответствующий ей профиль массовой скорости. Из оциллограммы видно, что профиль фронта ударной волны представляет трехволновую конфигурацию упругого предвестника и двух пластических волн. По вершине первой из пластических волн определялось давление  $\alpha \rightarrow \omega$ -превращения в титане. Результаты измерения скорости свободной поверхности приведены в таблице. Там же даны соответствующие значения давлений фазового превращения ( $p$ ), полученные для различных контактных давлений  $p_1$ . Величины контактных давлений и время прохождения фронта первой пластической волны по образцу  $t_p$  определены из этих же экспериментов, в некоторых случаях проводились дополнительные опыты для определения контактного давления.

Из таблицы видно, что величина давления  $\alpha \rightarrow \omega$ -превращения в титане существенно зависит от давления на фронте ударной волны, входящей в образец, или от времени прохождения ударной волны через

$p_1$ , ГПа	$U$ , $\frac{\text{км}}{\text{с}}$	$p$ , ГПа	$t_p$ , мкс	$\tau$ , мкс	$p_1$ , ГПа	$U$ , $\frac{\text{км}}{\text{с}}$	$p$ , ГПа	$t_p$ , мкс	$\tau$ , мкс
24,0	0,817	9,7	2,75	0,87	19,0	0,705	8,1	3,0	0,82
24,0	0,735	8,5	2,75	0,7	18,5	0,626	7,1	3,0	0,61
23,5	0,744	8,6	2,8	0,73	16,7	0,559	6,3	3,35	0,47
22,0	0,659	7,6	2,85	0,62	16,0	0,516	5,7	3,4	—

образец  $t_p$ . Полученные результаты можно объяснить, основываясь на анализе нестационарных процессов фазовых превращений, проведенном в работах [22—24].

При входе ударной волны в вещество, испытывающее полиморфное превращение, первоначально реализуется пересжатое метастабильное состояние исходной фазы. Затем за время, равное времени релаксации фазового превращения, исходная фаза превращается в фазу высокого давления. В зависимости от соотношения времени релаксации фазового превращения  $\tau$  и времени существования высокого давления  $t_p$  могут наблюдаться различные случаи [24]. Если  $\tau \gg t_p$ , фазовое превращение может вообще не начаться, и в этом случае измеренная скорость ударной волны и массовая скорость характеризуют пересжатое состояние исходной фазы. В случае, когда  $\tau$  незначительно превышает  $t_p$ , образуется фаза высокого давления, скорость ударной волны и массовая скорость характеризуют состояние смеси фаз, и измеренное давление фазового превращения превышает установившееся гистерезисное значение. При  $\tau \ll t_p$  фазовое превращение протекает полностью, волновые скорости характеризуют фазу высокого давления, при этом измеренное давление фазового превращения незначительно превышает равновесное, примерно на половину гистерезиса превращения.

Исходя из этого можно заключить, что с уменьшением времени  $t_p$  ниже некоторого  $t_p^*$ , измеренное давление фазового превращения становится выше установившегося гистерезисного значения, что наблюдалось в большинстве наших экспериментов. Согласно результатам работы [25], в которой исследовалось  $\alpha \rightarrow \epsilon$ -превращение в армко-железе методом лазерного интерферометра, рост давления фазового превращения начинался с образцов толщиной 6 мм, т. е. когда  $t_p^* = 6\tau$ , где  $\tau = 0,18$  мкс — время релаксации  $\alpha \rightarrow \epsilon$ -превращения в железе. Исследование фазового превращения в сурьме [26] показало, что даже на толщинах до 50 мм не удается получить установившегося значения давления фазового перехода.

Экспериментально полученные авторами [25] величины давлений  $\alpha \rightarrow \epsilon$ -превращения на образцах различной толщины достаточно хорошо совпадали с рассчитанными по следующей формуле:

$$p = p_0 + (p_1 - p_0) \cdot \exp(-t_p/2\tau), \quad (2)$$

где  $p$  — зафиксированное давление фазового превращения;  $p_0$  — минимальное гистерезисное давление фазового перехода;  $p_1$  — давление на фронте ударной волны, входящей в образец;  $t_p$  — время движения ударной волны по образцу;  $\tau$  — время релаксации фазового перехода (в данной модели предполагается постоянным).

Несмотря на то, что формула (2) упрощенно описывает кинетику фазовых превращений, она дает возможность оценить время релаксации. Расчетные значения  $\tau$  для титана при  $p_0 = 6 \pm 0,3$  ГПа приведены в таблице. Среднее значение времени релаксации оказалось равным 0,69 мкс. Полученные по формуле (2) и экспериментальные величины давления фазового превращения  $\alpha \rightarrow \omega$  в титане для  $\tau = 0,69$  представлены на рис. 3. На этом же рисунке приведены экспериментальные и расчетные результаты для армко-железа [25] и сурьмы [26]. Экспериментальные точки наносились следующим образом: на расчетной кривой определя-

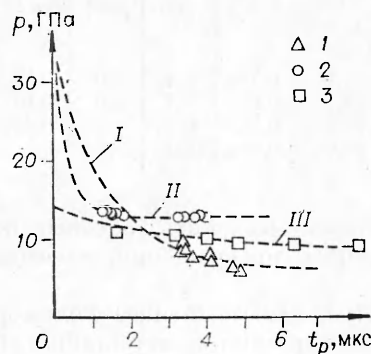


Рис. 3. Зависимость давления фазового перехода в титане, железе и сурьме от давления на фронте ударной волны и времени ее прохождения через образец.

I—III — расчет по [2]: I — Ti  $\tau = 0,69$  мкс, II — Fe,  $\tau = 0,18$  мкс, III — Sb,  $\tau = 1,6$  мкс. 1 — эксперименты на титане; 2 — данные для армо-железа [25]; 3 — эксперименты на сурьме [26].

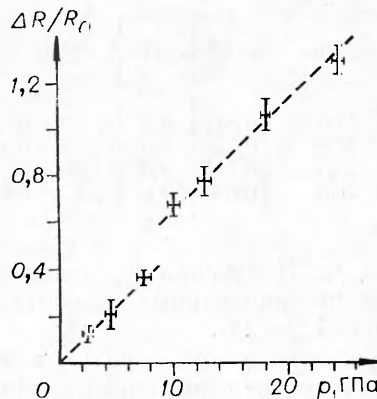


Рис. 4. Зависимость электросопротивления титана марки ВТ1-0 от давления в ударной волне.

5,07 км/с — скорость первой пластической волны [25]. Принимая во внимание соотношение (2) и величину давления фазового перехода 17,5 ГПа, полученную в работе [5] по излому  $D-U$ -диаграммы, можно сделать предположение, что эксперименты в указанной работе проводились на тонких образцах. Величина 17,5 ГПа для  $p_1 = 24$  ГПа,  $p_0 = 6,0$  ГПа и  $\tau = 0,69$  мкс может быть получена на образцах толщиной 3,5 мм. Отсутствие некоторых подробностей экспериментов в работе [5] не позволяет провести более обоснованную оценку.

Представленная на рис. 4 зависимость сопротивления технически чистого титана марки ВТ1-0 от давления на фронте ударной волны свидетельствует о протекании фазового превращения в диапазоне 7,5—10 ГПа. На рис. 5 приведена характерная осциллограмма измерения сопротивления титановой проволоочки в ударной волне. Скачок сопротивления находится несколько выше по давлению (7,5—10 ГПа), чем давление  $\alpha \rightarrow \omega$ -превращения, определенное конденсаторным методом. Это расхождение можно объяснить значительным (примерно в 4 раза большим) временем релаксации фазового перехода в титане по сравнению со временем релаксации  $\alpha \rightarrow \epsilon$ -перехода в железе, в котором давление фазового превращения и давление, при котором происходит скачок сопротивления, совпадают [27].

Ряд сохранных образцов, а также исходный материал, были подвергнуты металлографическому и рентгеноструктурному анализу. Металлографический анализ показал, что титан имел сильно гетерогенное зерно: от микрон до миллиметра, что, по-видимому сказалось на профиле предшественника (размытие фронта). В исходном титане обнаружено значительное количество двойников, плотность которых после нагружения увеличивалась, особенно в зоне, приближенной к границе со взрывчатым веществом. Рентгеноструктурный анализ исходного титана выявил наличие текстур, выделенное направление которой совпадало с направлением оси цилиндрической заготовки, из которой

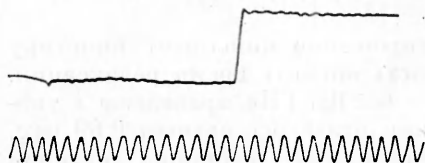


Рис. 5. Характерная осциллограмма изменения сопротивления титановой проволоочки в ударной волне. Метки времени через 0,1 мкс.

вырезались образцы. Нагружение образцов ударными волнами в процессе измерений проводилось вдоль оси образцов. Как в исходных, так и в нагруженных образцах других фаз, кроме  $\alpha$ -Ti, не обнаружено.

Анализируя результаты работы, необходимо заметить, что метод  $D-U$ -диаграмм, применяемый для определения давления фазового превращения, должен дополняться другими, как, например, конденсаторным, методами манганиновых датчиков, пьезодатчиков и лазерной интерферометрии. Результаты работы позволяют сделать вывод, что давление фазового превращения в технически чистом титане марки BT1-0 при нагружении ударными волнами равно  $6,0 \pm 0,3$  ГПа и лежит в том же диапазоне, что и в статике.

В заключение авторы выражают благодарность Т. М. Соболенко и Т. С. Тесленко за проведенный металлографический и рентгеноструктурный анализы и полезное обсуждение.

*Поступила в редакцию 13/III 1981*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. I. C. Jamieson. Science, 1963, 140, 3562, 72.
2. A. Jayaraman, W. Klement, G. Kennedy. Phys. Rev. 1963, 131, 2, 644.
3. Ф. Банди.— В сб.: Новые материалы и методы исследования металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1966.
4. Б. Е. Гохштейн, П. О. Пашков, И. Н. Поляков.— В кн.: Научн. тр. ВПИ, Волгоград, 1967.
5. R. G. McQueen, S. P. Marsh et al.— In: High — Velocity Impact Phenomena. N. Y.: Academic Press, 1970.
6. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1972.
7. В. А. Зильберштейн, Г. И. Носова, Э. И. Эстрин. ФММ, 1973, 35, 3, 584.
8. А. Р. Кутсар, В. П. Герман, Г. И. Носова. Докл. АН СССР, 1973, 213, 1, 81.
9. А. Р. Кутсар. ФММ, 1975, 40, 4, 787.
10. А. Р. Кутсар, В. П. Герман.— В сб.: Титан. Металловедение и технология. Тр. III Междунар. конф. по титану. Т. 2. М.: ВИЛС, 1978.
11. А. Р. Кутсар, В. П. Герман. Фазовый состав и структура титана после ударно-волнового сжатия. Физика импульсных давлений. Тр. ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений. М., 1979.
12. G. E. Duvall, R. A. Graham. Rev. Mod. Phys., 1977, 49, 3, 523.
13. Л. В. Альтшулер. ПМТФ, 1978, 4, 93.
14. Л. Кауфман, Х. Бернштейн. Расчет диаграмм состояния с помощью ЭВМ. М.: Мир, 1972.
15. И. Л. Аптекарь, Е. Г. Понятовский.— В сб.: Проблемы сверхпроводящих материалов. М.: Наука, 1970.
16. А. Г. Иванов, С. А. Новиков. Приборы и техника эксперимента, 1963, 1, 135.
17. M. P. Rice. Rev. Scient. Instrum. 1961, 32, 4, 449.
18. Г. П. Канель. Применение манганиновых датчиков для измерения давлений ударного сжатия конденсированных сред. Препринт ИХФ АН СССР, Черноголовка, 1973.
19. High — Velocity Impact Phenomena/Ed. R. Kinslow N. Y.: Academic Press, 1970. p. 564.
20. G. E. Duvall.— In: Response of Metals to High Velocity Deformation. N. Y.: Interscience, 1960.
21. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
22. I. Wackerle. J. Appl. Phys., 1962, 33, 3, 1, 922.
23. С. А. Новиков, И. И. Дивнов, А. Г. Иванов. ЖЭТФ, 1964, 47, 3, 814.
24. С. Б. Кормер, М. В. Свинцын и др. ЖЭТФ, 1964, 47, 4, 1202.
25. L. M. Barker, R. E. Hollenbach. J. Appl. Phys. 1974, 45, 11, 4872.
26. R. H. Warnes. J. Appl. Phys., 1967, 38, 12, 4629.
27. P. J. A. Fuller, I. H. Price. Nature, 1962, 193, 262.