

УДК 539.4.222.2

Фазовые переходы в титане в ударных волнах в области давлений до 150 ГПа

В. А. Борисенко, М. В. Жерноклетов,
А. Е. Ковалев, А. М. Подурец,
В. Г. Симаков, М. И. Ткаченко

Проведены исследования фазовых превращений в титане ВТ1-0. Зарегистрированы профили ударной волны. Двумя методиками измерены скорости звука в ударно-сжатых образцах. При давлениях 20–40 и 60–90 ГПа на зависимости скорости звука от давления обнаружены изломы, первый из которых связан с $\alpha \rightarrow \omega$ превращением, а второй – с плавлением. Рентгеноструктурный анализ выявил наличие ω -фазы в образцах, сохраненных после нагружения в интервале от 9 до 23 ГПа. Зависимость выхода ω -фазы от давления нагружения имеет вид кривой с максимумом при $p \sim 15$ ГПа.

Введение

Переход при статическом повышении давления в титане из гексагональной плотноупакованной фазы α в гексагональную ω был открыт в 1963 г. [1]. С тех пор разными исследователями получены довольно отличающиеся друг от друга значения давления начала фазового $\alpha \rightarrow \omega$ превращения: от 2 до 11 ГПа [2, 3]. На давление перехода влияет негидростатичность приложенной нагрузки; давление равновесия в 2,0 ГПа было определено при приложении сдвигового напряжения [4].

Фазовое превращение происходит и при ударном нагружении. Впервые излом на ударной адиабате титана был обнаружен при 17,5 ГПа [5]. Какому превращению этот излом соответствует, неясно. В то же время, в работе [6] излом на адиабате титана зафиксирован не был. Позднее, в аналогичной работе [6] постановке было проведено исследование сплошного и пористого титана, при этом излом фиксировался только на адиабате сплошного титана, но не на пористых образцах [7]. Было высказано предположение, что отсутствие излома на адиабате в [6] вызвано небольшой непроконтролированной пористостью образцов. Область фазового превращения, согласно [7], составила 12–22 ГПа.

В работе [8] выводы, сделанные в [5], трактуются как ошибочные. Все экспериментальные данные, полученные в [5] и [7], авторы [8] интерпретируют как фазовый переход, идущий в интервале 10,7–14,3 ГПа, при этом до 12 ГПа адиабата лежит на метастабильной α -ветви, а выше начинается переход.

Методом манганинового датчика фазовый $\alpha \rightarrow \omega$ переход зафиксирован при $p = 11,9$ ГПа [9]. Профиль ударной волны (УВ) можно рассматривать как безударный, т. е. влияние кинетики на процесс велико [8]. О влиянии кинетики превращения говорит и зависимость величины давления перехода от времени пробега УВ по образцу [10, 11].

Обнаружено влияние химической чистоты титана на величину порога ударно-волнового $\alpha \rightarrow \omega$ превращения: при добавлении кислорода в количестве 0,12 % фазовый переход не фиксируется [12]. В чистом титане переход произошел при 10,4 ГПа.

Для экспериментов по определению давления фазового превращения в титане характерны большие расхождения в результатах, полученных в статике и динамике разными методиками. В работе [13] это объясняется зависимостью гистерезиса фазового превращения от времени приложения нагрузки. Гистерезис $\alpha \leftrightarrow \omega$ превращения в Ti настолько велик, что фаза высокого давления сохраняется после снятия нагрузки. В динамике ω -фаза обнаружена рентгенографически в образцах, нагруженных давлениями выше 10 ГПа в стальных ампулах [14]. Электронно-микроскопическое исследование обжатых образцов [15] выявило в них ориентационных соотношений α и ω фаз, аналогичных полученным в статике, был сделан вывод о мартенситном характере $\alpha \rightarrow \omega$ превращения. Помимо ориентационных соотношений в пользу мартенситного (бездиффузионного, атермического) характера превращения в статике говорит и сильная зависимость его от пластической деформации [4, 16]. С другой стороны, $\alpha \rightarrow \omega$ превращение идет легче при повышении температуры как в статике [1], так и в динамике [11], этот факт авторы [11] объясняют тем, что нагрев облегчает образование зародышей, т. е. кинетика может быть неатермической. Следует признать правоту авторов [17], утверждающих, что «относительно природы образования ω -фазы (...) существуют различные точки зрения, однако до сих пор нет достаточно надежных экспериментальных доказательств, подтверждающих справедливость одного из них».

Сохранность ω -фазы после снятия давления делает ее доступной для исследования лабораторными методами структурного анализа. В [15] проводились количественные оценки содержания ω -фазы в образцах после ударно-волнового нагружения при начальных температурах 120 и 293 К. Замечено, что при более низкой температуре концентрация ω -фазы в образце при одном и том же давлении выше. Общий ход зависимости концентрации от давления нагружения имеет вид кривых с максимумом, при повышении давления выше которого содержание ω -фазы понижается. Этот эффект вызывается воздействием на ω -фазу остаточного разогрева после разгрузки, так как известно, что при атмосферном давлении ω -фаза нестабильна и при нагревании распадается, превращаясь в стабильную α -модификацию [18]. Аналогичное прохождение через максимум кривой зависимости концентрации ω -фазы титана в ударно-нагруженных образцах от давления зафиксировано в [19]. В нагруженных УВ стальных ампулах, охлажденных до -180°C , ω -фаза Ti фиксировалась в интервале $p \sim 9\text{--}30$ ГПа, выше и ниже этого интервала после нагружения сохранялась только α -фаза [20].

Материал и методы исследования

Образцы для исследования изготавливались из промышленного технически чистого титана марки ВТ1-0 (99,3 % Ti). Металлографический анализ показал, что структура исходного титана неравномерная, есть области с мелким (размер зерна от 20 мкм) и крупным (размер зерна до 600 мкм) зерном.

Ударно-волновое сжатие во всех экспериментах осуществлялось с помощью контактных и разгонных нагружающих систем, основанных на взрыве химических ВВ разной мощности. Для регистрации профилей давления в интервале 10,5–25 ГПа использовались ПВДФ-датчики [21]. В зависимости от целей опытов толщины образцов изменялись от 1,4 до 20 мм при диаметре 40 или 70 мм.

В опытах на сохранение использовались стальные ампулы $\varnothing 33 \times 18$ мм, размер образцов составлял $\varnothing 16 \times 2$ мм. Скорость звука при давлениях ударного сжатия менее 30 ГПа измерялась методом встречной разгрузки пьезорезистивными датчиками на основе манганина. При более высоких давлениях вплоть до 150 ГПа скорости звука измерены методом догоняющей разгрузки с использованием оптически прозрачных индикаторных жидкостей [22].

Регистрация профиля УВ с помощью ПВДФ-датчиков

Опыты по регистрации профиля при ударном сжатии титана проведены в диапазоне давлений 10–26 ГПа. Зависимости $p(t)$, полученные при давлении нагружения ~ 10 ГПа, не содержат особенностей, указывающих на фазовое превращение. В качестве примера на рис. 1 приведена осциллограмма тока, зарегистрированная в опыте при $p = 10,5$ ГПа с образцом толщиной 15 мм, и рассчитанная по ней зависимость давления от времени. Двухпиковая структура тока датчика характерна для всех опытов и соответствует двухволновой конфигурации регистрируемого отклика титана на ударное воздействие: упругому предвестнику и пластической волне.

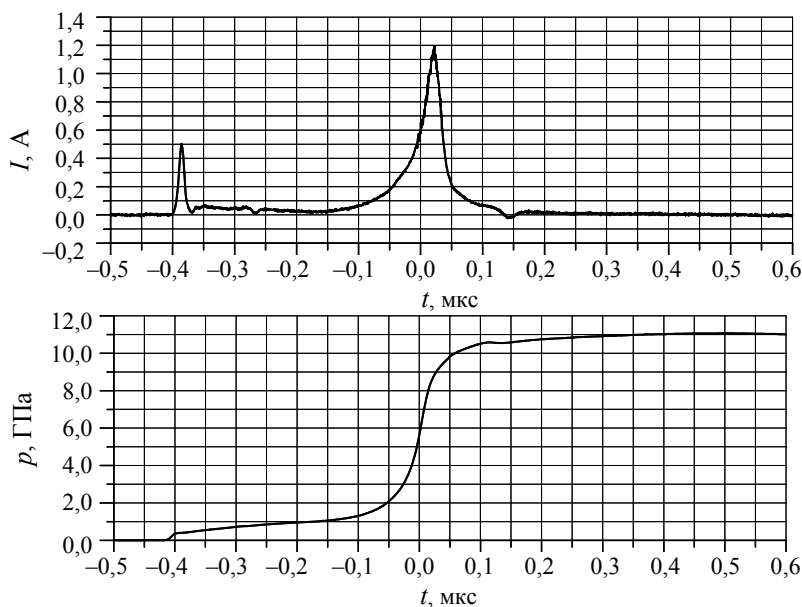


Рис. 1. Результаты опыта с образцом толщиной 15 мм при давлении нагружения $\sim 10,5$ ГПа: сверху – осциллограмма тока, внизу – зависимость давления от времени

Иной характер имеют кривые, полученные при максимальных давлениях 15–21,5 ГПа. На рис. 2 приведены профили, полученные при давлениях 10,5; 20 и 26 ГПа.

Можно предположить, что слабая аномалия на профилях давления (завал фронта от 11,5 до 20 ГПа) является следствием фазового $\alpha \rightarrow \omega$ превращения. В этом случае полученный результат – давление фазового $\alpha \rightarrow \omega$ перехода $\sim 11,5$ ГПа – согласуется с данными работ [8, 9, 12]. Причина аномалии том, что фазовый переход сопровождается незначительным уменьшением объема. Поэтому скорости распространения волн в фазе низкого давления и в области смешанных фаз разли-

чаются незначительно и двухволновая структура УВ проявляется слабо. Как и в [9], фронт второй волны имеет безударный характер, что свидетельствует о заметной роли кинетики превращения.

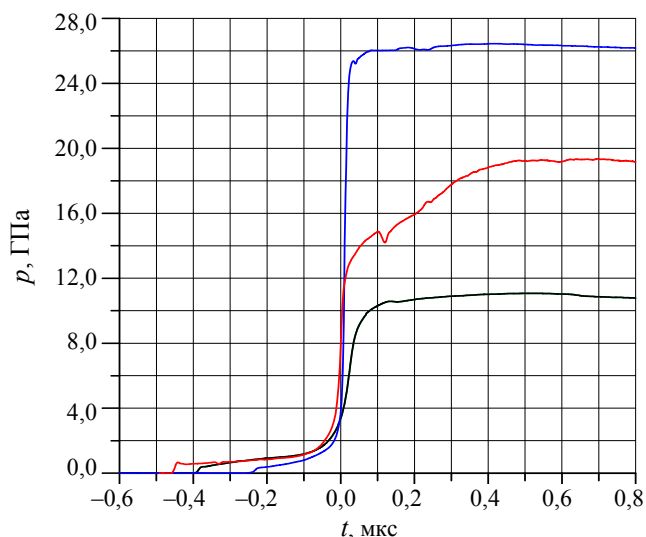


Рис. 2. Экспериментальные зависимости давления от времени в опытах с ПВДФ-датчиком при $p = 10,5; 20$ и 26 ГПа

Анализ структуры сохраненных образцов

При давлениях от 8 до 23 ГПа нагружение титановых образцов, помещенных в стальные ампулы сохранения, осуществлялось с помощью ВВ через воздушный зазор (рис. 3). Из-за различия в положениях ударных адиабат титана и стали нагружение образцов в ампулах происходит ступенчато и для анализа экспериментов мы будем оперировать значениями максимального давления, достигнутого в образце.

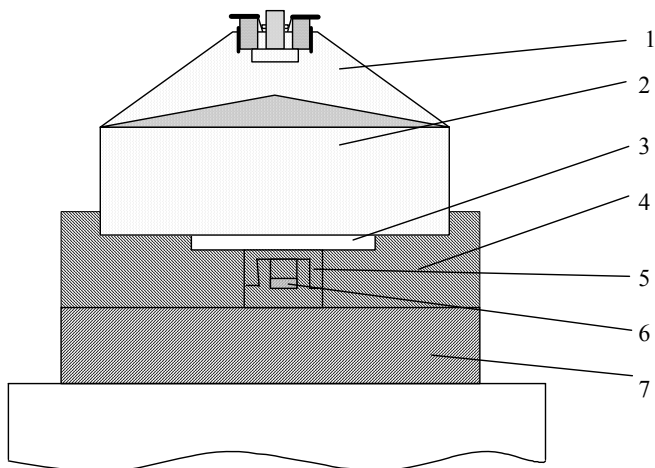


Рис. 3. Схема постановки эксперимента: 1 – линза, 2 – шашка ВВ, 3 – воздушный зазор, 4 – стальная обойма, 5 – стальной контейнер, 6 – образец, 7 – подложка

В структуре образцов после ударно-волнового нагружения заметны внутризеренные полосы, возникшие в результате высокоскоростной деформации (рис. 4,а). Образцы, нагруженные выше давления начала $\alpha \rightarrow \omega$ перехода, имеют в своей структуре пакеты пластин (рис. 4,б), которые могут указывать на бездиффузионный характер превращения.

Рентгеноструктурный анализ показал, что в образцах помимо исходной α -фазы содержится и фаза высокого давления ω . Результаты измерений приведены на рис. 5.

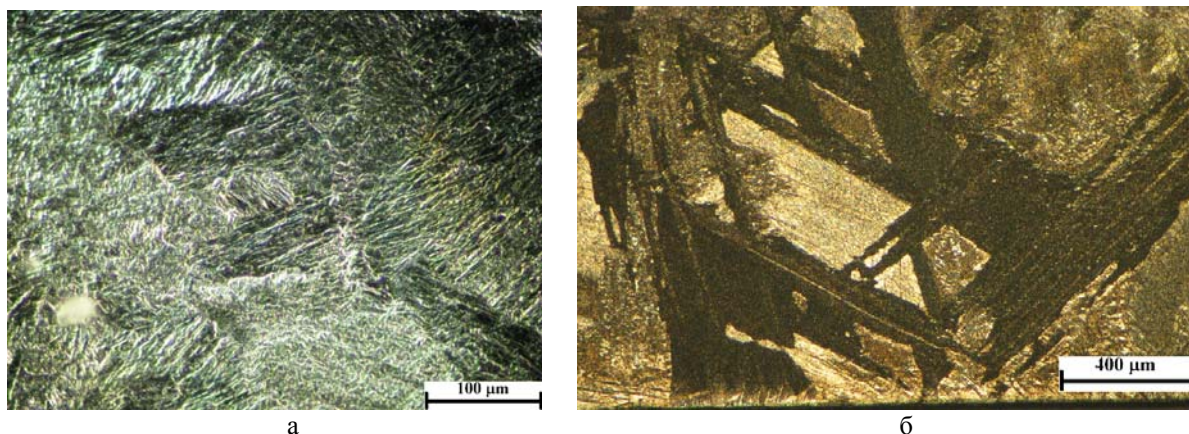


Рис. 4. Микроструктура нагруженных образцов (а – $p = 9$ ГПа; б – $p = 22,5$ ГПа)

На рис. 5 результаты сравниваются с данными, полученными при аналогичном нагружении образцов чистого иодидного титана с размером зерна ~ 12 мкм при $T = -180$ °С [20].

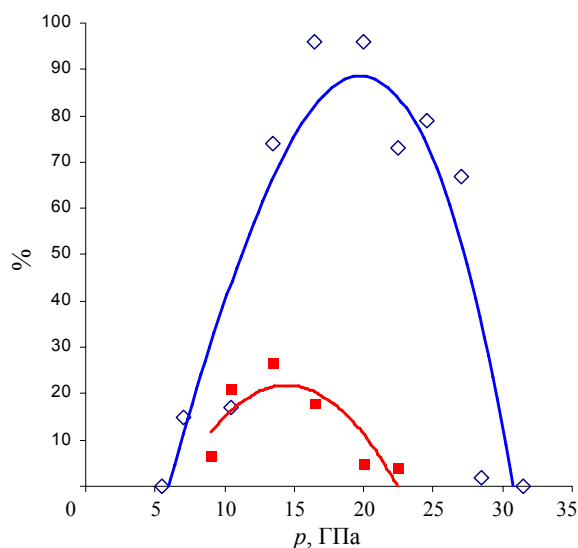


Рис. 5. Зависимость содержания ω -фазы в нагруженных образцах от давления нагружения: ■ – температура опыта 20 °С (VT1-0); ◇ – температура опыта – 180 °С (иодидный титан)

Обе кривые имеют колоколообразную форму. Это согласуется с $p-T$ условиями ударного сжатия и разгрузки, $p-T$ диаграммой Ti и данными по температурной стабильности ω -фазы при атмосферном давлении. Снижение концентрации ω -фазы после достижения максимума, очевид-

но, обусловлено разогревом образца в УВ: ω -фаза после разгрузки метастабильна и распадается под действием остаточного разогрева. Появление ω -фазы, начиная с давлений 5–7 ГПа, согласуется с данными [9, 11] по измерению профилей УВ и может служить подтверждением того, что зарегистрированное в этих работах расщепление волн действительно связано с $\alpha \rightarrow \omega$ переходом. Предварительное охлаждение ампул сохранения до -180°C и соответственное снижение остаточной температуры приводит к увеличению интервала давлений, при которых сохраняется ω -фаза в титане. Значительная разница в концентрации ω -фазы на обеих кривых на рис. 5 может быть вызвана не только различием в температурах опытов, но и тем, что иодидный титан чище химически имеет более изотропную структуру и мелкое зерно.

Измерение скорости звука

Изломы в зависимости скорости звука от давления могут быть связаны со структурными и аллотропическими переходами в ударно-сжатом веществе. В частности, после плавления вещество теряет свои анизотропные свойства. Таким образом, по измерению продольной упругой C_L и объемной C_V скоростей звука могут быть обнаружены фазовые превращения вещества на ударной адиабате, в т. ч. плавление. Наиболее информативным для измерения скоростей звука в металлах, сжатых давлениями выше 30 ГПа, является метод догоняющей разгрузки с использованием индикаторных жидкостей. При меньших давлениях в образцах более чувствительным методом для регистрации скоростей звука является метод встречной разгрузки.

На рис. 6 представлены: конструкция экспериментальной ячейки и осциллограмма одного из опытов по измерению скорости звука в четырехступенчатом образце ВТ1-0 (толщина ступенек 2,04; 2,64; 3,25 и 3,85 мм) оптическим методом.

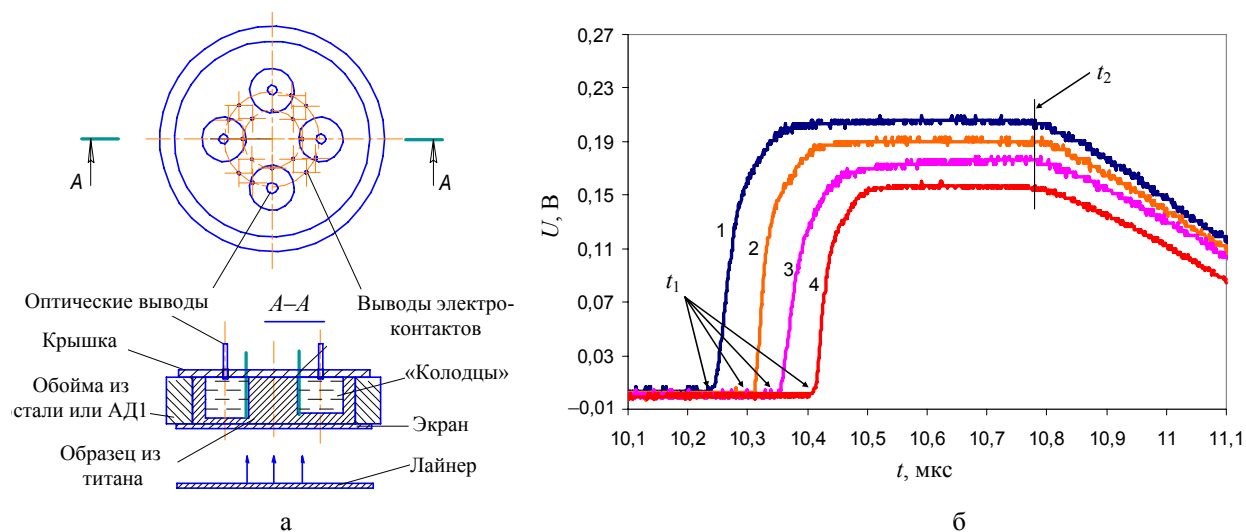


Рис. 6. а – конструкция ячейки для измерения скорости звука, б – излучение фронта УВ в C_8F_{16} за ступенчатым образцом ВТ1-0

Конструкция состояла из стальной обоймы (Ст 3) $\text{Ø}120 \times 10$ мм, внутри которой размещался образец титана $\text{Ø}60 \times 10$ мм с четырьмя «колодцами» $\text{Ø}18$ мм различной глубины, расположенными равномерно на диаметре 32 мм. Таким образом, титановый образец имел ступеньки разной толщины. К стальной обойме герметично крепился экран из Ст 3 или алюминия АД1, и «колод-

цы» заполнялись индикаторной жидкостью. Такая конструкция позволяет исключить боковую засветку в жидкости свечением от соседних ступенек образца. Стрелками на рис. 6,б отмечены моменты выхода УВ в индикаторную жидкость (t_1) и «догон» (t_2) волной разрежения фронта УВ. Для измерения скорости фронта УВ в титановом образце имелись сквозные отверстия, в которые на экран устанавливалась часть электроконтактных датчиков. Другая часть устанавливалась на образцы титана через специальные направляющие трубочки в крышке экспериментального узла (рис. 6,а). Нагружение образца в данном опыте осуществлено лайнером из стали Ст 3, толщиной 2,20 мм, летящим со скоростью $\sim 4,9$ км/с через экран толщиной 2,47 мм.

Методика измерения скоростей звука с применением индикаторных жидкостей и обработка осциллограмм, подобных приведенным на рис. 6,б, подробно изложены в [22].

Ударная адиабата ВТ1-0 взята из [11]: $D(u) = 4,842 + 1,135u + 0,001u^2$. Относительная ошибка измерений скорости звука данным методом не превысила 6 %.

Выявление детальной структуры ударного фронта нагружения и волны разрежения при давлениях менее 30 ГПа, определение скоростей звука выполнялись при помощи методики манганинового датчика давления, которая подробно изложена в работах [9, 23].

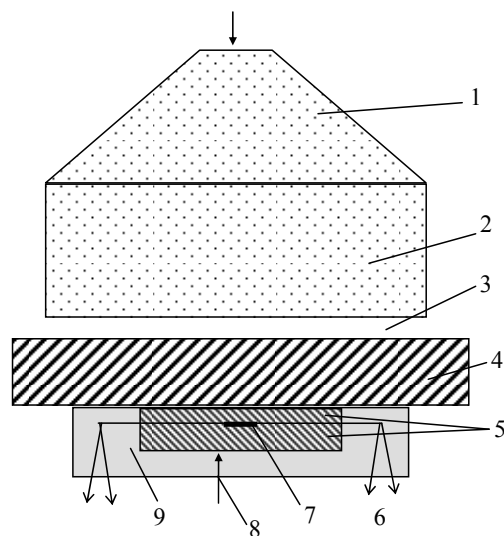


Рис. 7. Схема измерения скорости звука: 1 – генератор УВ, 2 – основной заряд ВВ, 3 – воздушный зазор, 4 – экран, 5 – составной образец, 6 – выводы манганинового датчика давления, 7 – манганиновый датчик, 8 – электроконтактный датчик, 9 – эпоксидная смола

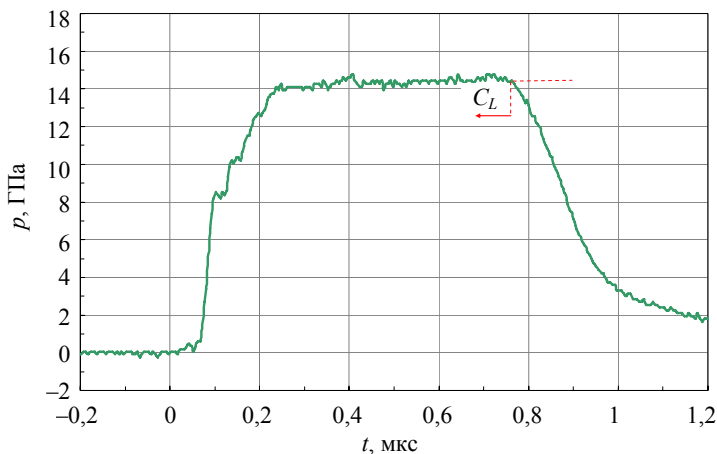


Рис. 8. Профиль волны нагружения и разгрузки в титане (C_L – упругая волна разрежения)

На рис. 7 приведена схема опыта по измерению скоростей звука с помощью манганиновых датчиков, а на рис. 8 – профиль волны нагружения и встречной разгрузки в титане, зарегистрированный манганиновым датчиком.

На рис. 8 четкого разделения профиля волны разрежения в титане на упругую C_L и пластическую C_B составляющие не наблюдается. Завал переднего фронта сигнала с датчика отчасти связан с реверберациями УВ в изоляции манганина. Но основная причина такого завала фронта, по мнению авторов, заключается в фазовом $\alpha \rightarrow \omega$ превращении титана в УВ при давлении 11,9 ГПа, зарегистрированном в [9].

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТИТАНЕ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ В ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ ДО 150 ГПА

Параметры состояний в ударно-сжатом титане представлены в табл. 1 и 2.

Экспериментальные значения скоростей звука в ударно-сжатом титане представлены на графике зависимости от давления (рис. 9).

Можно выделить два излома зависимости скоростей звука в титане: при давлениях 20–40 ГПа и гораздо более ярко выраженный при 60–90 ГПа. Причина первого излома, возможно, в $\alpha \rightarrow \omega$ фазовом превращении титана и его завершении. Впервые зафиксированный излом зависимости при $p \sim 60\text{--}90$ ГПа также отвечает фазовому превращению, но, скорее всего, требует дополнительного исследования. С другой стороны, если обратиться к экспериментальным данным для титана в D – u координатах (рис. 10), то отчетливо видна «полочка» при скоростях $u = (0,55\text{--}0,8)$ км/с, соответствующих области давлений $\sim 14\text{--}21$ ГПа, а также два менее явно выраженных излома при $u = (2,0\text{--}2,7)$ км/с, что соответствует давлениям ~ 63 и 90 ГПа.

Таблица 1

Параметры нагружающих устройств и состояний титана (оптическая методика)

№	Материал и толщина ударника, мм	W_{DP}^* , км/с	Материал и толщина экрана, мм	Параметры УВ в экране			Параметры УВ в титане			
				D , км/с	u , км/с	p , ГПа	D , км/с	u , км/с	p , ГПа	$C_{зв}$, км/с
1	Fe** – 2,00	2,3	Ст 3 – 2,00	5,75	1,19	54	6,27	1,26	35±2	7,54±0,15
2	Ст 3 – 2,24	3	Ст 3 – 2,50	6,27	1,50	74	6,83	1,75	54±5	7,94±0,23
3	Al – 4,01	5,4	Cu – 5,96	6,53	1,75	102	7,02	1,92	61±9	7,83±0,39
4	Ст 3 – 2,26	3,4	Ст 3 – 2,51	6,61	1,70	88	7,12	2,01	64±5	7,75±0,29
5	Al – 2,07	5,5	Cu – 3,08	6,58	1,78	105	7,26	2,13	70±5	7,66±0,34
6	Al – 1,99	5,5	Al – 2,00	9,06	2,75	68	7,54	2,37	81±2	7,53±0,23
7	Ст 3 – 2,26	4,94	Cu – 2,75	7,50	2,39	160	7,85	2,65	94±3	7,26±0,22
8	Ст 3 – 1,51	5,58	Al – 2,50	10,3	3,69	103	8,12	2,88	105±2	8,10±0,23
9	Ст 3 – 1,54	5,58	Ст 3 – 1,51	8,40	2,79	184	8,15	2,91	107±6	7,53±0,29
10	Ст 3 – 1,51	6,1	Ст 3 – 1,53	8,81	3,05	211	8,41	3,14	119±3	7,49±0,29
11	Ст 3 – 1,53	6,1	Ст 3 – 1,51	8,81	3,05	211	8,76	3,44	136±8	7,92±0,44

Примечание. * W_{DP} – скорость полета ударника; ** сталь 12X18H10T – углерод (0,12 %), хром (18 %), никель (10 %), титан (~1 %).

Таблица 2

Параметры состояний титана (манганиновая методика)

№	p_1 , ГПа	$\Delta p_{упр}$, ГПа	u_1 , км/с	D , км/с	C_L , км/с	C_B , км/с	Коэффициент Пуассона, ν
1	12,9	–	0,53	5,44	7,19	–	–
2	23,2	7,3	0,88	5,85	7,49	5,66	0,26

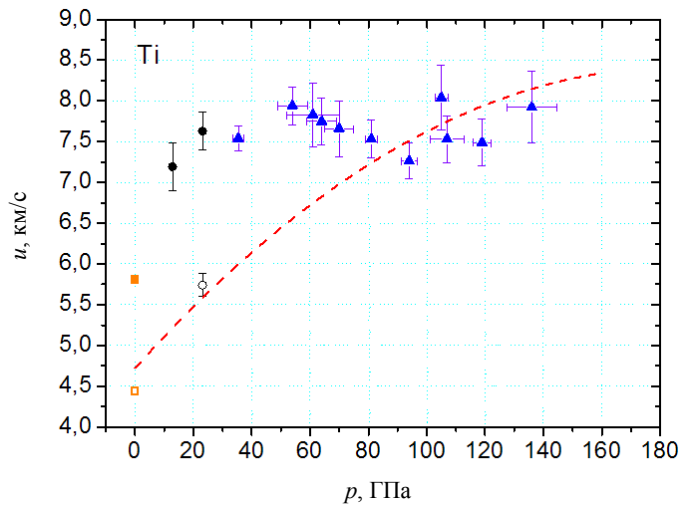


Рис. 9. Зависимость скорости звука в Тi от давления: ● – упругая (продольная) скорость звука (манганин); ○ – объемная скорость звука (манганин); ▲ – скорость звука (оптический метод); ■ – продольная скорость звука (ультразвуковой метод); □ – объемная скорость звука (ультразвуковой метод); - - - расчет для VT1-0 (программа «УП»)

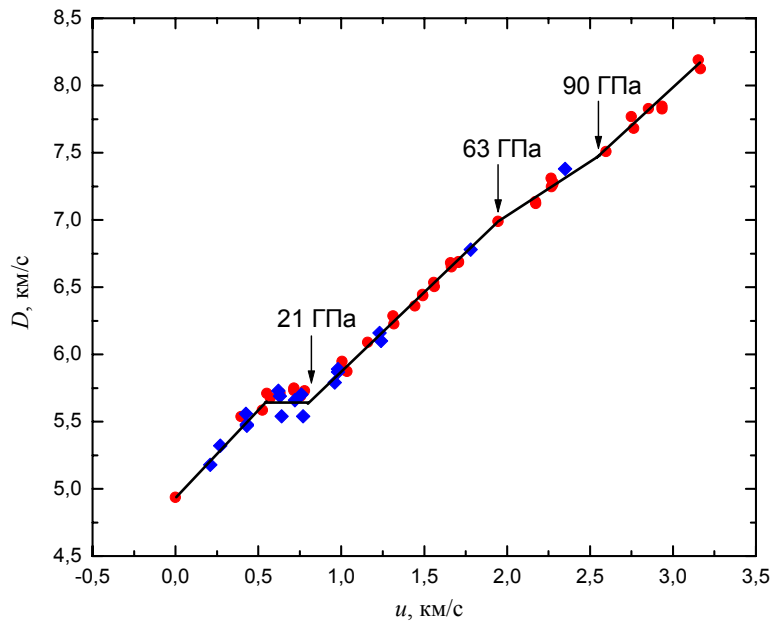


Рис. 10. Ударная адиабата титана по [7, 24]: ◆ – [7], ● – [24]

Совокупность данных по скорости звука и кинематическим параметрам на ударной адиабате дает основания предположить, что в интервале давлений 60–90 ГПа происходит плавление титана в УВ. Вместе с тем следует отметить, что теоретические оценки дают значительно более высокие значения для плавления на адиабате: более 100 ГПа [25] и 168–183 ГПа [7]. Не следует отрицать и возможность того, что эти изломы вызваны переходом в следующие фазы высокого давления титана, наблюдавшиеся в статике – γ (при 116 ГПа [26]) и δ (при 140–220 ГПа [27]).

Выводы

Проведены исследования фазовых превращений в титане ВТ1-0.

Методом ПВДФ-датчика зафиксирован затянутый профиль волнового фронта в интервале давлений 11,5–20 ГПа, что свидетельствует о фазовом $\alpha \rightarrow \omega$ превращении.

Рентгеноструктурный анализ выявил присутствие ω -фазы в образцах, сохранных после нагружения в интервале давлений 9–23 ГПа. Зависимость выхода ω -фазы от давления нагружения имеет вид кривой с максимумом при $p \sim 15$ ГПа. Отсутствие ω -фазы выше 23 ГПа объяснено обратным превращением $\omega \rightarrow \alpha$ вследствие нагрева образца и ампулы после разгрузки.

На зависимости скорости звука от давления выявлено два излома: при $p \sim 20$ и 60–90 ГПа. Первый излом, по-видимому, также связан с $\alpha \rightarrow \omega$ переходом. Излом при 60–90 ГПа, вероятнее всего, объясняется плавлением титана, хотя теоретические оценки других авторов дают более высокие значения давления плавления на ударной адиабате. Нельзя исключать и возможность существования за фронтом УВ фаз высокого давления γ и δ , обнаруженных в условиях статического сжатия в области $p > 100$ ГПа.

Список литературы

1. Jamieson J. C. Crystal structures of titanium, zirconium, and hafnium at high pressures // Science. 1963. Vol. 140, N 3562. P. 72.
2. Sikka S. K., Vohra Y. K., Chidambaram R. Omega phase in materials // Progr. Mater. Sci. 1982. Vol. 27, N 3–4. P. 245–310.
3. Errandonea D., Meng Y., Somayazulu M. et al. Pressure-induced $\alpha \rightarrow \omega$ transition in titanium metal: a systematic study of the effects of uniaxial stress // Physica B. 2005. Vol. 355. P. 116–125.
4. Зильберштейн В. А., Чистотина Н. П., Жаров А. А. и др. Альфа-омега превращение в титане и цирконии при сдвиговой деформации под давлением // ФММ. 1975. Т. 39, № 2. С. 445–447.
5. Маккуин Р., Марш С., Тейлор Дж. и др. Уравнение состояния твердых тел по результатам исследований ударных волн // В кн. «Высокоскоростные ударные явления». М., 1973.
6. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Дудолодов И. П. и др. Ударные адиабаты металлов. Новые данные, статистический анализ и общие закономерности // ПМТФ. 1981. № 2. С. 3–34.
7. Трунин Р. Ф., Симаков Г. В., Медведев А. Б. Сжатие титана в ударных волнах // ТВТ. 1999. Т. 37, № 6. С. 881–886.
8. Greeff C. W., Trinkle D. R., Albers R. C. Shock-induced $\alpha \rightarrow \omega$ transition in titanium // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 90, N 5. P. 2221–2226.
9. Кутсар А. Р., Павловский М. Н., Комиссаров В. В. Наблюдение двухволновой конфигурации ударной волны в титане // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35, № 3. С. 91–94.
10. Киселёв А. Н., Фальков А. А. Фазовое превращение в титане в ударных волнах // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 1. С. 115–120.

11. Bezruchko G. S., Razorenov S. V., Kanel G. I., Fortov V. E. Influence of temperature upon the $\alpha \rightarrow \omega$ transition in titanium // Shock compression of condensed matter / Ed. by M. Furnish, Mellville-New York, 2006. P. 92–195.
12. Cerreta E., Gray III G.T., Lawson A. C. et al. The influence of oxygen content on the α to ω phase transformation and shock hardening of titanium // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100. P. 013530.
13. Бреусов О. Н. Гистерезис фазовых превращений при ударном сжатии // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 1. С. 108–113.
14. Кутсар А. Р., Герман В. Н., Носова Г. И. ($\alpha \rightarrow \omega$)-превращение в титане и цирконии в ударных волнах // ДАН СССР. 1973. Т. 213, № 1. С. 81–84.
15. Кутсар А. Р., Герман В. Н. Изучение структуры титана после обработки ударными волнами // В сб. «Титан. Металловедение и технология». 1978. Т. 2. С. 629–635.
16. Аксененков В. В., Бланк В. Д., Коняев Ю. С. и др. Исследование фазовых равновесий в алмазной камере для сдвига под давлением до 25,0 ГПа // ФММ. 1984. Т. 57, № 2. С. 394–396.
17. Добромислов А. В., Талуц Н. И. Структура циркония и его сплавов. Екатеринбург: УрО РАН, 1997.
18. Бычков Ю. Ф., Лиханин Ю. Н., Мальцев В. А. О стабильности ω -модификаций титана и циркония // ФММ. 1974. Т. 38, № 6. С. 1294–1296.
19. Гурьев Д. Л., Копанева Л. И., Бацанов С. С. α - ω -превращение титана в ударной волне // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, № 5. С. 420.
20. Podurets A. M., Kutsar A. R. Measurement of shock residual temperature in steel with the help of phase transitions in zirconium and titanium // J. Phys. IV, Colloque C3. 1997. Vol. 7. P. 283–287.
21. Борисёнок В. А., Симаков В. Г., Куропаткин В. Г. и др. ПВДФ-датчик динамического давления // ПТЭ. 2008. № 4. С. 113–121.
22. Жерноклетов М. В., Ковалёв А. Е., Комиссаров В. В. и др. Исследование фазовых превращений церия в ударно-волновых экспериментах // ЖЭТФ. 2011. Т. 139, № 2. С. 249–257.
23. Павловский М. Н., Комиссаров В. В. Особенности фазового превращения висмута в волне разрежения // Там же. 1982. Т. 83, № 6. С. 2146–2151.
24. Marsh S. P. LASL Shock Hugoniot Data. University of California Press, Berkeley, CA, 1980. P. 143.
25. Picker S., Eliezer S., Fisher D. et al. A multiphase equation of state of three solid phases, liquid, and gas for titanium // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 98. P. 043516.
26. Vohra Y. K., Spencer P. T. Novel γ -phase of titanium metal at megabar pressures // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 3068–3071.
27. Akahama Y., Kawamura H., Le Bihan T. New δ (distorted-bcc) titanium to 220 GPa // Ibid. Vol. 87. P. 275503.

The Phase Transformation in Shock Waves in Titanium up to Pressures of 150 GPa

V. A. Borisenok, M. V. Zhernokletov, A. E. Kovalev, A. M. Podurets,
V. G. Simakov, M. I. Tkachenko

Phase transition in titanium VT1-0 are considered. Shock wave profiles were recorded. Sound velocity in shock-compressed samples was measured by two techniques. At pressure 20–40 and 60–90 GPa two kinks at experimental dependence of sound velocity on pressure were found; the first is caused by $\alpha \rightarrow \omega$ transition, second – by melting. The x-ray diffraction analysis revealed the presence ω -phase in the samples after shock loading in the range from 9 to 23 GPa. Maximum amount of ω -phase was after loading up to 15 GPa.