

11,01

Электропроводность и полиморфный переход титана в мегабарной области давлений ударного сжатия

© А.М. Молодец, А.А. Голышев

Институт проблем химической физики РАН,
Черноголовка, Россия

E-mail: molodets@icp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 27 июня 2014 г.)

Исследован эффект воздействия высоких динамических давлений на электросопротивление титана. Электросопротивление титановых образцов измерено в условиях ступенчатого ударного сжатия и последующей разгрузки. История ударноволнового нагружения титана рассчитана на основе разработанных полуэмпирических уравнений состояния. Показано, что в фазе сжатия при давлении 83(5) GPa электросопротивление образцов титана скачкообразно уменьшается на 30%. В фазе разгрузки в этой же области динамических давлений происходит обратное изменение электросопротивления титана. Зарегистрированный эффект истолкован как следствие полиморфного $\omega \leftrightarrow \gamma$ перехода в ударносжатом титане.

Работа выполнена при поддержке Росатома в рамках государственного контракта Н.4х.44.90.13.1112 от 20.05.2013 г.

1. Введение

Как известно, титан и его химические соединения играют большую роль в ряде разноплановых задач физики экстремальных состояний, таких как, например, ударное сжатие гидрида титана в мегабарной области давлений [1], полиморфизм наноструктурированных оксидов титана при высоких статических [2] и динамических [3] давлениях, зависимость выхода нейтронов ядерной реакции в текстурированной мишени из дейтерида титана [4] и др.

Широкому спектру этих задач сопутствуют фундаментальные исследования полиморфных переходов самого титана при высоких статических и динамических давлениях. Полиморфизму титана посвящена обширная научная литература (см. [5–13] и ссылки в них). Согласно цитируемым работам титан при атмосферном давлении существует в двух полиморфных модификациях: α -Ti при температурах < 1155 K и β -Ti при температуре > 1155 K. При продвижении в мегабарную область вдоль комнатной изотермы титан испытывает еще ряд полиморфных превращений: $\alpha \leftrightarrow \omega$ при 9 GPa, $\omega \leftrightarrow \gamma$ при 116 GPa, $\gamma \leftrightarrow \delta$ при 145 GPa (см. [6–8]). Вместе с этим следует отметить, что высокотемпературные участки фазовой диаграммы титана при высоких давлениях ограничены сравнительно невысокими величинами. Например, в [9] при температуре ~ 1000 K давления составляют ~ 10 GPa.

Более широкий диапазон давлений и температур охвачен при исследовании титана в ударных волнах. Так в работах [10,11] ударные давления в титане достигали терапаскальных значений. Однако исследования полиморфных переходов титана в условиях ударного сжатия к настоящему времени также выполнены при невысоких давлениях на уровне ~ 10 GPa (см. [12,13]). В то же время известно, что сочетание высоких дав-

лений и температур, присущих динамическому нагружению, позволяет достигать труднодоступные области фазовых диаграмм исследуемых веществ. При этом одной из экспериментальных методик чувствительных к протеканию полиморфных превращений в ударносжатых твердых телах является методика измерения их электропроводности *in situ* (см. [14,15]). Можно предположить, что электропроводность различных фаз титана различна. Тогда при ударном сжатии титановых образцов их электропроводность должна скачкообразно изменяться при пресечении ударной адиабаты с линиями равновесия полиморфных модификаций титана. В этой связи в представляемой работе проведены измерения электропроводности ударносжатого титана с целью нахождения области полиморфного превращения титана в мегабарном диапазоне динамических давлений.

2. Постановка эксперимента и его результаты

В качестве исследуемых образцов титана использовалась титановая проволока чистотой 99.7%, приобретенная по каталогу фирмы Aldrich (№ 267902-23G). Исходные образцы титана представляли собой α -Ti, что подтверждается дифрактометрическими измерениями. Дифрактограмма образцов представляла собой интенсивные узкие, характерные для кристаллов пики, местоположения которых совпадают с пиками из справочной рентгеновской базы данных для α -Ti.

Эксперименты по измерению электропроводности образцов во время ступенчатого ударного сжатия были выполнены по традиционной схеме [15]. Измерительная ячейка включала (см. рис. 1,а) образец титана l . Начальная проводимость образца σ_0 составляла $\sigma_0 = 20 \Omega^{-1}$. Образец представлял тонкую пластину ($16 \times 2 \times 0.08$ mm). К узким граням припаивались

медные тоководы 2 толщиной $30\ \mu\text{m}$ и шириной $3\ \text{mm}$. Симметрично образцу располагался марганцевый датчик 3. Линейные размеры и толщина чувствительного элемента марганцевого датчика были близки к таковым для титанового образца. Детали 1, 2 и 3 помещались между двумя тефлоновыми пленками (толщиной 1.3 и $0.3\ \text{mm}$), склеенными вакуумной смазкой (ТВС-среда). Сформированная таким образом слойка 4 (см. рис. 1, *b*) помещалась между двумя вольфрамовыми пластинами 5, граничащими со стальными пластинами 6.

Измерительная ячейка нагружалась с использованием генератора ступенчатого ударного сжатия, показанного на рис. 1, *b*. Здесь стальной ударник 7 толщиной $3\ \text{mm}$ разгонялся продуктами плоской детонационной волны в заряде ВВ 8, которая инициировалась взрывной линзой 9. Скорость ударника W_0 в момент столкновения с мишенью составляла $W_0 = 3.15(5)\ \text{km/s}$. Свойства и работа используемого генератора, обеспечивающие ступенчатое ударное нагружение образцов, заделка датчиков и электрические свойства ТВС-среды, а также используемая в данной работе калибровка марганцевого датчика подробно описаны в [16].

Измерение электропроводности титанового образца производилось по мостовой схеме. Во время нагружения через образец 1 и марганцевый датчик 3 пропускались постоянные токи $J_0 = 9.9(1)\ \text{A}$ от двух независимых импульсных источников тока. В эксперименте измерялся профиль (зависимости от времени t) изменения напряжения разбалансировки моста $\Delta U = \Delta U(t)$. Профиль электропроводности как образца, так и чувствительного элемента марганцевого датчика определялся как $R(t) = R_0 + k\Delta U$, где k — предварительно определяемый калибровочный коэффициент. На рис. 2 показан

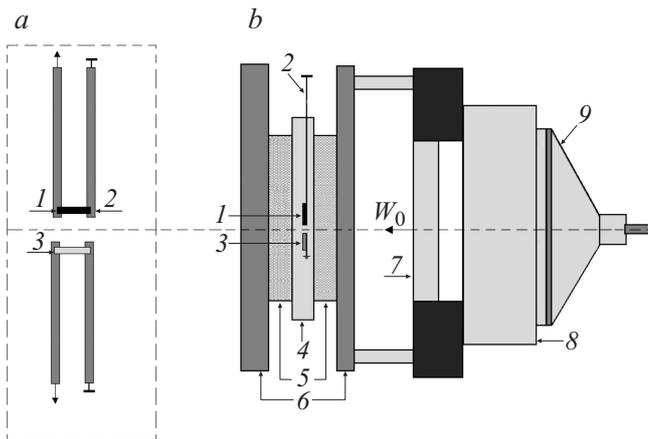


Рис. 1. Постановка эксперимента по измерению электропроводности образцов при ступенчатом ударном сжатии. *a* — измерительная ячейка: 1 — образец, 2 — медный токовод, 3 — марганцевый датчик. *b* — генератор ступенчатого ударного нагружения образцов: 4 — ТВС-среда, 5 — вольфрамовые пластины толщиной $1.49\ \text{mm}$, 6 — стальные (сталь 12X18H10T) пластины толщиной 2.05 и $4.92\ \text{mm}$, 7 — стальной ударник, 8 — заряд взрывчатого вещества (ВВ), 9 — взрывная линза.

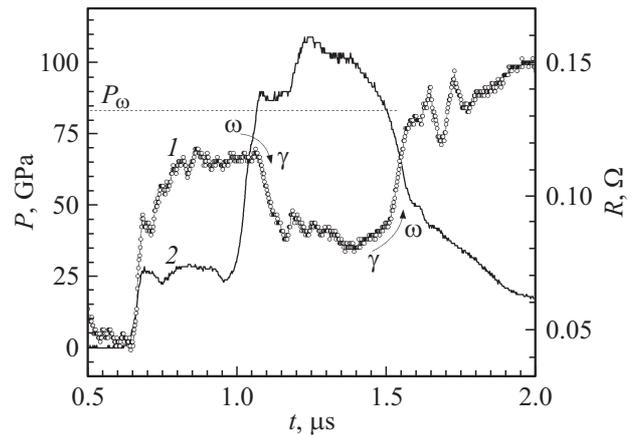


Рис. 2. Профили электропроводности R и давления P в условиях ступенчатого ударного сжатия титана. 1 — экспериментальная осциллограмма электропроводности R образцов титана. P_ω — давление скачкообразного изменения электропроводности. Стрелкой $\omega \rightarrow \gamma$ обозначено скачкообразное уменьшение электропроводности при сжатии, стрелкой $\gamma \rightarrow \omega$ обозначено скачкообразное увеличение электропроводности при разгрузке. 2 — показания марганцевого датчика давления P , расположенного в ТВС-среде рядом с титановым образцом.

типичный профиль электропроводности титанового образца 1. Форма этого профиля остается неизменной от эксперимента к эксперименту, различаясь не более чем на 5% на всем интервале времен рис. 2.

Профиль электропроводности марганцевого датчика пересчитывался в профиль давления $P(t)$ с использованием калибровки из [16]. Полученный таким способом профиль давления показан кривой 2 на рис. 2. Профиль 2 показывает давление в окружающей ТВС-среде в непосредственной близости с образцом титана. Поскольку динамические жесткости титана и марганца сопоставимы, а размеры титанового образца и чувствительного элемента марганцевого датчика близки, то в первом приближении можно считать, что зарегистрированное марганцевым датчиком давление равно давлению в титановом образце.

Кроме того, отметим, что, согласно [16], ТВС-среда может быть использована в качестве изолятора при условии, что электропроводность исследуемых образцов в процессе ступенчатого ударного сжатия в области давлений $80\text{--}230\ \text{GPa}$ оказывается меньше $\approx 20\ \Omega$. Как видно на рис. 2 амплитуда профиля электропроводности 1 не превышает десятых долей Ω . Это означает, что паразитным шунтирующим действием окружающей ТВС-среды можно пренебречь и специфику изменения профиля 1 целиком отнести к изменению электропроводности титана в мегабарном диапазоне давлений.

Сопоставляя теперь профили электропроводности 1 и давления 2, можно сделать следующий вывод: в фазе сжатия при давлении $P_\omega = 83(5)\ \text{GPa}$ электропроводность титана скачкообразно уменьшается на 30%. В фазе разгрузки в этой же области давлений происходит

обратное изменение электросопротивления титана. Этот вывод является экспериментальным результатом работы. В следующих разделах статьи представлено обсуждение и интерпретация этого результата.

3. Обсуждение экспериментального результата и его интерпретация

Заметим, что ударноволновые исследования полиморфных переходов титана позволили сделать вывод о том, что при давлении ударного сжатия $P_{\omega\omega} \sim 9-12$ GPa имеет место полиморфный $\alpha \leftrightarrow \omega$ переход титана (см. [12,13]). Как видно из рис. 2, наблюдаемый в наших экспериментах скачок электросопротивления титана происходит при давлении $P_{\omega} > 25$ GPa $> P_{\omega\omega}$.

Очевидно, скачкообразное изменение электросопротивления само по себе не является доказательством полиморфного превращения. Однако факт $P_{\omega} > P_{\omega\omega}$ позволяет утверждать, что наблюдаемый скачок электросопротивления ударносжатого титана обусловлен по крайней мере превращением не исходной α -фазы, а ударносжатой ω -фазы титана. В развитие этого результата можно предположить, что наблюдаемым превращением является полиморфный переход ударносжатой ω -фазы в следующую γ -фазу высокого давления титана. Рассмотрим

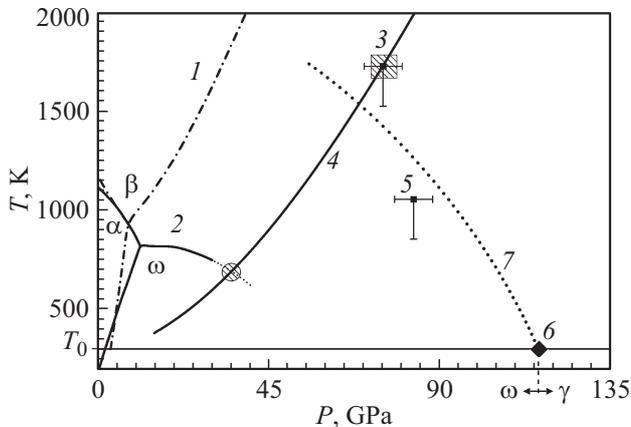


Рис. 3. Концептуальная фазовая диаграмма титана. 1 — расчеты линий равновесия полиморфных переходов в области тройной точки $\alpha \leftrightarrow \beta \leftrightarrow \omega$ титана из [17]; 2 — то же из [18]; 3 — точка излома ударной адиабаты ω -титана (предполагаемое $\omega \rightarrow \gamma$ полиморфное превращение титана в однократной ударной волне); 4 — расчетная температура вдоль ударной адиабаты ω -титана; 5 — координаты скачкообразного изменения электропроводности титана при ступенчатом ударном сжатии; 6 — точка полиморфного $\omega \rightarrow \gamma$ превращения титана из [6]; 7 — ориентировочная линия равновесия $\omega \leftrightarrow \gamma$ превращения при высоких температурах и давлениях. Величина погрешностей давления точки 3 соответствует неопределенности точки излома на рис. 4. Величина погрешностей давления точки 5 соответствует точности определения давления P_{ω} на рис. 2. В качестве погрешности точек 3 и 5 по температуре принята разность между расчетом температуры ударного сжатия в [17] и нашим расчетом в области ≈ 80 GPa.

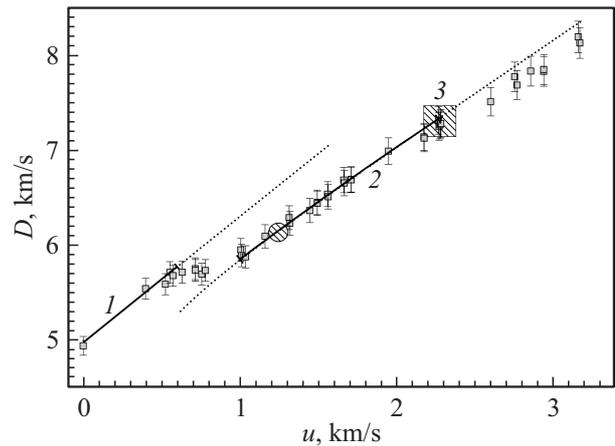


Рис. 4. Подразделение экспериментальных точек ударной адиабаты однократного сжатия титана на массивы точек, принадлежащих α -Ti и ω -Ti. Точки — эксперимент [19]; 1, 2 — рассчитанные ударные адиабаты α -Ti и ω -Ti соответственно; заштрихованный квадрат 3 — область излома ударной адиабаты; размеры прямоугольника задают погрешность определения точки излома ударной адиабаты.

рим аргументы в пользу этого предположения. С этой целью обсудим фазовую диаграмму титана (см. рис. 3).

На рис. 3 семейством линий 1 и 2 представлены расчетные линии равновесия α -, β - и ω -фаз титана из работ [17] и [18] соответственно для области высоких температур и сравнительно небольших давлений. Сопоставляя линию равновесия 1 и свои расчеты температуры вдоль ударной адиабаты, авторы [17] предсказали отсутствие $\omega \rightarrow \beta$ перехода на ударной адиабате титана. В то же время сопоставление линий равновесия 2 [18] с расчетами температуры вдоль ударной адиабаты [17] не исключает такого перехода при давлении $P \sim 35$ GPa, где экстраполированная линия равновесия $\omega \leftrightarrow \beta$ пересекает ударную адиабату. Эта точка пересечения показана заштрихованным кружком на рис. 3. Это же состояние в координатах $D-u$ показано заштрихованным кружком на рис. 4. Как видно, на экспериментальной ударной адиабате титана каких-либо особенностей не наблюдается. Поэтому прогноз [17], согласно которому ударносжатый титан не переходит в β -фазу, представляется реалистичным и мы будем его придерживаться при дальнейшем обсуждении.

Для анализа экспериментальных данных по ударному сжатию титана в однократных ударных волнах, а также наших экспериментальных данных по электропроводности мы построили уравнения состояния α -, ω -фазы титана (см. раздел 4). Это дало возможность рассчитать ударные адиабаты однократного сжатия α - и ω -модификаций титана и сравнить расчеты с соответствующим экспериментом [19] (см. рис. 4). Как видно на рис. 4, часть экспериментальных точек располагается на рассчитанной ударной адиабате 1 α -фазы. После излома аналогично [20] экспериментальные точки располагаются на расчетной ударной адиабате 2 ω -фазы.

Однако в дополнение к [20] можно отметить, что в области больших скоростей, отмеченной заштрихованным квадратом 3, экспериментальные точки располагаются систематически ниже расчетной ударной адиабаты 2. Это позволяет считать заштрихованный квадрат областью излома ударной адиабаты и ассоциировать ее с неким превращением ударносжатого ω -титана. Поскольку, согласно [17], этим превращением не может быть переход $\omega \rightarrow \beta$, то разумной альтернативой представляется $\omega \rightarrow \gamma$ превращение. Итак, координаты начала предполагаемого $\omega \rightarrow \gamma$ полиморфного превращения титана в однократной ударной волне определяются заштрихованным квадратом на рис. 4. Соответствующая точка $\omega \rightarrow \gamma$ полиморфного превращения на фазовой диаграмме в координатах температура–давление показана квадратом 3 на рис. 3. Кроме того, отметим, что согласно расчетам температура ударносжатого титана не превышала его температуру плавления в исследованном диапазоне давлений и, следовательно, особенности изменения электросопротивления ударносжатых образцов в наших экспериментах относятся к нерасплавленному титану.

Мы оценили также на фазовой диаграмме местоположение области, в которой зарегистрировано изменение электросопротивления ударносжатого титана. В своих оценках мы использовали расчеты давления и температуры ω -фазы титана, полученные при ступенчатом ударном сжатии из начального состояния α -фазы. При этом „привязка“ расчетных значений давления и температуры к экспериментальному профилю электросопротивления образца титана осуществлялась с помощью показаний манганинового датчика, который служил здесь в качестве отметчика времени прихода волн напряжения на титановый образец. Результаты этого расчета показаны точкой 5, соответствующей значению давления, при котором в согласии с рис. 2 наблюдается скачкообразное изменение электросопротивления титана при ступенчатом ударном сжатии. Наконец, в дополнение к точкам 3 и 5 на фазовой диаграмме представлена точка 6 из [6], принадлежащая линии равновесия полиморфного $\omega \leftrightarrow \gamma$ превращения титана, и объединяющая эти три точки пунктирная линия 7. Линию 7 можно ориентировочно рассматривать как линию равновесия, на которой закономерно располагаются точки 3 и 5 предполагаемого полиморфного $\omega \rightarrow \gamma$ превращения при высоких температурах и давлениях и точка 6 этого превращения при комнатной температуре. Это обстоятельство можно расценивать как аргумент в пользу того, что наблюдаемое на рис. 2 скачкообразное изменение электросопротивления ударносжатого титана обусловлено полиморфным переходом ω -фазы в γ -фазу титана.

4. Уравнения состояния полиморфных модификаций титана

Свободная энергия $F = F(V, T)$ полиморфных модификаций α -Ti и ω -Ti как функция объема V и температу-

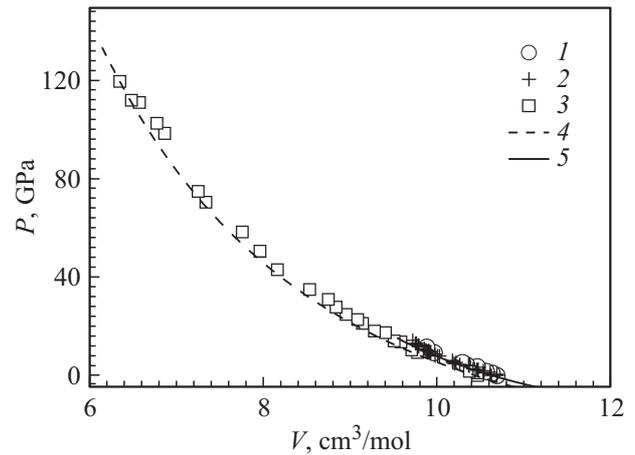


Рис. 5. Экспериментальные и расчетные изотермы полиморфных модификаций титана. 1 — α -Ti [6], 2 — α -Ti [8], 3 — ω -Ti [6], 4 — рассчитанная комнатная изотерма α -Ti, 5 — рассчитанная комнатная изотерма ω -Ti.

ры T строилась в рамках традиционного полуэмпирического подхода, в котором F представлялась в виде суммы фононной и электронной $F_e = F_e(V, T)$ составляющей

$$F = E_x + 3R \left[\frac{\Theta}{2} + T \ln \left(1 - \exp \left(-\frac{\Theta}{T} \right) \right) \right] + F_e. \quad (1)$$

Выражение для фононной составляющей свободной энергии обеих модификаций базируется на модели эйнштейновских осцилляторов, где потенциальная энергия $E_x = E_x(V)$ и зависящая только от объема характеристическая температура $\Theta = \Theta(V)$ определялись как (см. [21])

$$E_x = -v_x(C_1 H_x + C_2 x) + C_3 + E_m, \quad (2)$$

$$H_x = 9 \left(\frac{1}{10} x^{-\frac{2}{3}} + 2x^{\frac{1}{3}} + \frac{3}{2} x^{\frac{4}{3}} - \frac{1}{7} x^{\frac{7}{3}} + \frac{1}{70} x^{\frac{10}{3}} \right), \quad (3)$$

$$x = \frac{V}{v_x} \quad (4)$$

$$\Theta = \Theta_0 \left(\frac{v_0 - V}{v_0 - V_0} \right)^2 \left(\frac{V_0}{V} \right)^{2/3}, \quad (5)$$

$$v_0 = V_0 \left(1 + \frac{2}{\gamma_0 - 2/3} \right). \quad (6)$$

В (2)–(6) γ_0 — параметр Грюнаизена при начальном объеме V_0 , v_x — подгоночный параметр, первое приближение которого есть v_0 ; C_1, C_2, C_3 — константы, выражающиеся через справочные свойства материала (плотность, модуль объемного сжатия, характеристическая температура, коэффициент Грюнаизена при нормальных условиях) и подгоночный параметр v_x . Величина E_m задает уровень отсчета внутренней энергии рассматриваемой модификации. Справочные свойства для фононных составляющих обеих модификаций титана взяты из [20]. Подгоночный параметр v_x и вместе с ним

Коэффициенты полуэмпирического выражения (1) свободной энергии полиморфных модификаций титана (начальная температура для обеих модификаций составляет величину $T_0 = 298$ К)

Ti phase	V_0 , cm ³ /mol	Θ_0 , К	v_0 , cm ³ /mol	v_x , cm ³ /mol	C_1 , GPa	C_2 , GPa	C_3 , kJ/g	E_m , kJ/g	β_0 , mJ/mol K ²
α	10.631	252.0	52.873	26.578	-184.7959	3827.7242	-1073.8091	0	3.36
ω	10.434	263.4	31.656	46.593	-26.2031	509.8793	-277.8009	0.022	5.78

весь комплект опорных констант из (2)–(6) находился, исходя из требования совпадения объемной зависимости потенциальной энергии в форме (2) с теоретической зависимостью из этой же работы [20].

Электронная составляющая F_e записывалась согласно [22]

$$F_e = -\frac{1}{2}\beta_0 T^2 \left(\frac{V}{V_0}\right)^{\gamma_e}, \quad (7)$$

где γ_e — электронный коэффициент Грюнайзена, $\gamma_e = 1/2$, β_0 — коэффициент электронной теплоемкости, V_0 — начальный удельный объем.

Для модификации α -Ti сразу полагалось $E_m = 0$, а для β_0 бралось справочное значение коэффициента электронной теплоемкости α -Ti. Для модификации ω -Ti параметры E_m и β_0 считались подгоночными. Их величина находилась, исходя из требования равенства давлений и температур модификаций α -Ti и ω -Ti давлению 7.5 GPa и температуре 913 K в тройной точке титана из [9].

Полученный комплект параметров для α -Ti и ω -Ti представлен в таблице. Рис. 4 и 5 иллюстрируют степень адекватности построенных уравнений состояния на примере изотерм и ударных адиабат. На рис. 4 видно совпадение расчетной ударной адиабаты α -Ti и ударной адиабаты ω -Ti с экспериментом из [19] в диапазоне массовых скоростей 0–2 km/s. На рис. 5 показано соответствие рассчитанных по формуле $P(V, T_0) = -\frac{\partial F}{\partial V}$ изотерм и экспериментальных изотерм высокого давления α -Ti и ω -Ti из [6,8].

5. Заключение

Исследован эффект воздействия высоких динамических давлений на электрофизические свойства титана. Электросопротивление титановых образцов измерено в условиях ступенчатого ударного сжатия и последующей разгрузки. История ударноволнового нагружения титана рассчитана на основе разработанных полуэмпирических уравнений состояния. Показано, что в фазе сжатия при давлении 83(5) GPa электросопротивление образцов титана скачкообразно уменьшается на 30%. В фазе разгрузки в этой же области давлений происходит обратное изменение электросопротивления образца титана. Зарегистрированный эффект истолкован как следствие полиморфного $\omega \leftrightarrow \alpha$ перехода в ударносжатом титане.

Список литературы

- [1] Р.Ф. Трунин, М.В. Жерноклетов, Н.Ф. Кузнецов, Ю.Н. Су-тулов. *Физика Земли* **11**, 65 (1987).
- [2] D. Machon, M. Daniel, V. Pischedda, S. Daniele, P. Bouvier, S. LeFloch. *Phys. Rev. B* **82**, 140 102(R) (2010).
- [3] А.М. Молодец, А.А. Гольшев, Ю.М. Шульга. *ЖТФ* **83**, 7, 100 (2013).
- [4] В.М. Быстрицкий, В.М. Быстрицкий, Г.Н. Дудкин, М. Филипович, Ш. Гажи, Й. Гуран, Г.А. Месяц, Б.А. Нечаев, В.Н. Падалко, С.С. Паржицкий, Ф.М. Пеньков, А.В. Филиппов, Ю.Ж. Телеушев. *Письма в ЖЭТФ* **99**, 9, 579 (2014).
- [5] N. Velisavljevic, S. MacLeod, H. Cynn. In: *Titanium alloys — towards achieving enhanced properties for diversified applications* / Ed. Dr. A.K.M. Nurul Amin. InTech (2012). P. 67; <http://www.intechopen.com/books/titanium-alloys-towards-achieving-enhanced-properties-for-diversified-applications/>
- [6] Y.K. Vohra, P.T. Spencer. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3068 (2001).
- [7] Y. Akahama, H. Kawamura, T. Le Bihan. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 275 503 (2001).
- [8] D. Errandonea, Y. Meng, M. Somayazulu, D. Häusermann. *Physica B* **355**, 116 (2005).
- [9] J. Zhang, Y. Zhao, R.S. Nixson, G.T. Gray III, L. Wang, W. Utsumi, S. Hiroyuki, H. Takanori. *J. Phys. Chem. Solids* **69**, 2559 (2008).
- [10] Р.Ф. Трунин, Л.А. Илькаева, М.А. Подурец, Л.В. Попов, Б.В. Печенкин, Л.В. Прохоров, А.Г. Севастьянов, В.В. Хрусталев. *Теплофизика высоких температур* **32**, 692 (1994).
- [11] Р.Ф. Трунин, Н.В. Панов, А.Б. Медведев. *Письма в ЖЭТФ* **62**, 572 (1995).
- [12] Р.Ф. Трунин, Г.В. Симаков, А.Б. Медведев. *Теплофизика высоких температур* **37**, 881 (1999).
- [13] E. Cerreta, G.T. Gray III, A.C. Lawson, T.A. Mason, C.E. Morris. *J. Appl. Phys.* **100**, 013 530 (2006).
- [14] А.А. Бриш, М.С. Тарасов, В.А. Цукерман. *ЖЭТФ* **38**, 1, 23 (1960).
- [15] В.В. Якушев. *ФГВ* **14**, 2, 3 (1978).
- [16] А.А. Гольшев, А.М. Молодец. *ФГВ* **49**, 2, 106 (2013).
- [17] S. Pecker, S. Eliezer, D. Fisher, Z. Henis. *J. Appl. Phys.* **98**, 043 516 (2005).
- [18] Zhi-Gang Mei, Shun-Li Shang, Yi Wang, Zi-Kui Liu. *Phys. Rev. B* **80**, 104 116 (2009).
- [19] *LASL Shock Hugoniot Data* / Ed. S.P. Marsh. University California Press, Berkeley (1980) 658 p.
- [20] C.W. Greeff, D.R. Trinkle, R.C. Albers. *J. Appl. Phys.* **90**, 2221 (2001).
- [21] А.М. Молодец, Д.В. Шахрай, В.Е. Фортов. *ЖЭТФ* **145**, 1015 (2014).
- [22] Л.В. Альтшулер, С.Б. Кормер, А.А. Баканова, Р.Ф. Трунин. *ЖЭТФ* **38**, 790 (1960).