

ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ДЕФОРМАЦИЯ ТИТАНА В УДАРНЫХ ВОЛНАХ ПРИ НОРМАЛЬНОЙ И ПОВЫШЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРАХ

Г. И. Канель*, А. С. Савиных**, Г. В. Гаркушин***, С. В. Разоренов****

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

*Институт проблем химической физики Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 6 ноября 2020 г.,
после переработки 6 ноября 2020 г.
Принята к публикации 23 ноября 2020 г.

Проведены измерения упругопластического ударного сжатия, разгрузки, а также ступенчатого ударного сжатия титана при комнатной температуре и в окрестности 600 °С. Определены зависимости динамического предела текучести от температуры и давления ударного сжатия, получены зависимости скорости деформации в ударных волнах в диапазоне 10^5 – 10^7 с⁻¹ от величины сдвигового напряжения и температуры. В противоположность данным для металлов со структурой ГЦК обнаружено уменьшение предела текучести титана за ударной волной. Обсуждается возможное объяснение уменьшения предела текучести уменьшением напряжения пластического течения по мере роста двойников и их обратимость.

DOI: 10.31857/S0044451021030123

1. ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях последних лет было экспериментально обнаружено явление аномального термического упрочнения металлов, т.е. возрастание напряжения пластического течения с увеличением температуры при высоких скоростях деформации [1–5]. Этот эффект был обнаружен в экспериментах с ударными волнами при субмикросекундных длительностях действия нагрузки и скоростях деформации больших примерно 10^4 с⁻¹. Его проявление иллюстрируется на рис. 1, где представлены результаты измерений профилей скорости свободной тыльной поверхности пластин стали [6], меди [7] и титана [8] в процессе выхода на нее упругопластических волн ударного сжатия при нормальной и повышенных температурах. На представленных волновых профилях регистрируется упругий предвестник с напряжением сжатия за его фронтом, равным динамическому пределу упругости в этих усло-

виях HEL (Hugoniot elastic limit), и следующая за ним пластическая ударная волна. Аномальное поведение проявляется в росте динамического предела упругости при увеличении температуры испытаний, а также в увеличении времени возрастания параметров в пластической ударной волне, т.е. времени релаксации напряжений или характерной вязкости материала. Видно, что динамический предел упругости стали [6] с увеличением температуры понижается, т.е. ее поведение (как и других металлов с объемно-центрированной кубической структурой [4]) подобно имеющему место в обычных условиях. С увеличением температуры сокращается также время релаксации напряжений в пластической ударной волне. В опытах с медью [7] и другими металлами с гранецентрированной кубической (ГЦК) структурой [4], напротив, динамический предел упругости и время релаксации напряжений в пластической ударной волне с увеличением температуры аномально возрастают. В случае титана скорость сжатия в пластической ударной волне с увеличением температуры остается практически неизменной. Амплитуда упругого предвестника в титане при нагреве немного увеличивается, но этот рост почти полностью определяется уменьшением модуля сдвига [8].

* E-mail: kanel@fcp.ac.ru

** E-mail: savas@fcp.ac.ru

*** E-mail: garkushin@fcp.ac.ru

**** E-mail: razsv@fcp.ac.ru

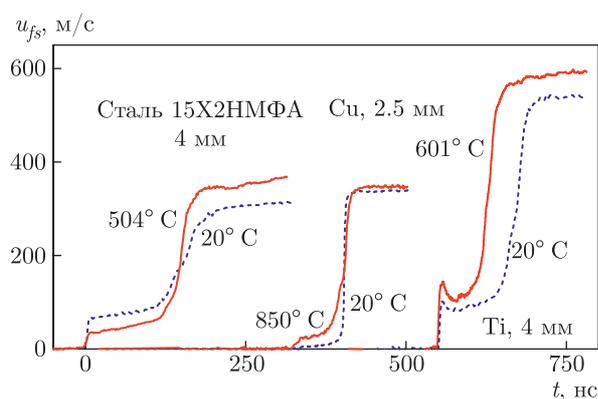


Рис. 1. Профили скорости свободной тыльной поверхности образцов стали [6], меди [7] и титана [8] в процессе выхода на нее упругопластических волн ударного сжатия при нормальной и повышенных температурах. Значения температуры и толщины образцов указаны у профилей

Аномальное термическое упрочнение связывается со сменой преобладающих механизмов торможения дислокаций при переходе от низкоскоростного деформирования к высокоскоростному. В частности, при высоких скоростях деформации доминирующим механизмом торможения дислокаций становится фоновая вязкость или фоновое трение, а роль тепловых флуктуаций в движении дислокаций уменьшается. Поскольку фоновая вязкость пропорциональна температуре, увеличение последней должно сопровождаться увеличением напряжения пластического течения при высоких скоростях деформации. Это обстоятельство уже учитывается при развитии физической теории пластичности и построении определяющих соотношений и моделей высокоскоростной деформации (см., например, [9–13]), но ряд аспектов явления остается еще неясным. Обсуждаются и другие интерпретации аномального термического упрочнения, но недостаток экспериментальных данных затрудняет достижение более определенных заключений. В частности, остается пока неясным, как изменяется напряжение высокоскоростного пластического течения при нормальной и повышенных температурах с возрастанием величины деформации. Неопределенность вызвана тем, что деформация сопровождается размножением дислокаций, что, с одной стороны, должно облегчать пластическую деформацию, а с другой — приводить к деформационному упрочнению вследствие их взаимной блокировки. В экспериментах с ударными волнами начальные значения напряжения течения в упругом предвестнике относятся практически к нулевой пластической деформации,

а в пластических ударных волнах с измеримым временем возрастания деформация меньше 5 %.

Для расширения диапазона пластических деформаций в работах [7, 14–16] предложены и опробованы постановки экспериментов, доступные для регистрации и анализа температурных эффектов, а также обеспечивающие включение в рассмотрение квазиупругой части разгрузки из ударно-сжатого состояния и организацию ступенчатого ударного сжатия. В экспериментах с ГЦК-металлами (алюминием и медью) найдено, что, в то время как при комнатной температуре напряжение течения монотонно возрастает с увеличением давления ударного сжатия, при высоких температурах даже небольшая пластическая деформация в ударной волне сопровождается резким уменьшением напряжения течения и уменьшением или даже исчезновением эффекта аномального термического упрочнения. Уменьшение эффекта аномального термического упрочнения трактуется как результат более интенсивного размножения дислокаций при высоких температурах.

В данной работе аналогичная серия ударно-волновых экспериментов выполнена для технически чистого титана ВТ1-0. В отличие от алюминия и меди пластическое деформирование титана сопряжено с интенсивным двойникованием [17], тем более интенсивным, чем выше скорость деформации. Упругопластические и прочностные свойства титана в условиях ударно-волнового нагружения исследовались в работах [8, 18–23], в том числе при повышенных температурах в [8, 19, 21]. Аномальное термическое упрочнение регистрировалось в высокочистом титане, имеющем в нормальных условиях низкий предел текучести, а для более твердых сплавов имеет место убывание динамического предела текучести с увеличением температуры, тем более быстрое, чем выше предел текучести сплава в нормальных условиях [3].

Для прояснения основных аспектов представляемой работы на рис. 2 представлен пример измеренного профиля импульса сжатия в титане в сопоставлении с волновым профилем, полученным в результате численного моделирования этого же эксперимента. Расчет проведен конечно-разностным методом в лагранжевых координатах с использованием модели идеального упругопластического тела (т. е. без учета упрочнения и релаксации напряжений) и в предположении неограниченной прочности материала на растяжение. Помимо расщепления волны сжатия на упругий предвестник и пластическую ударную волну оба волновых профиля демонст-

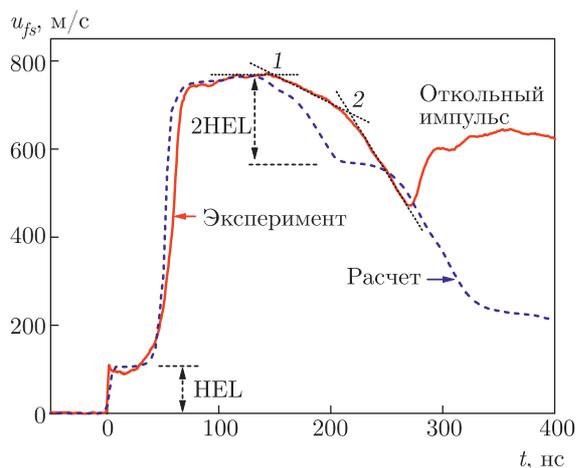


Рис. 2. Измеренный (сплошная линия) и рассчитанный (штриховая линия) профили скорости свободной поверхности титановой пластины толщиной 2.28 мм при ударе медной пластины толщиной 0.46 мм со скоростью 645 м/с. Расчет в рамках модели идеального упругопластического тела

рируют упругопластический характер волны разрежения. В модельном упругопластическом материале девиаторная компонента напряжения в упругой волне разрежения сначала уменьшается до нуля, а по мере дальнейшей разгрузки достигает значения $2/3$ предела текучести с обратным знаком. В результате амплитуда упругой части волны разрежения равна удвоенному значению динамического предела упругости HEL. Определение предела текучести ударно-сжатого материала в таком случае не представляло бы затруднений. Скорость распространения возмущений в упругой части волны в упругопластическом материале равна продольной скорости звука $c_l = \sqrt{(K + 4G/3)\rho}$, а после достижения предела текучести уменьшается до объемной скорости $c_b = \sqrt{K/\rho}$. Здесь K и G — соответственно модуль объемной упругости и модуль сдвига, ρ — плотность. Перегиб на начальном участке расчетной упругой волны разрежения связан с упругопластическими свойствами медного ударника. Второй подъем скорости на измеренном волновом профиле образовался в результате релаксации растягивающих напряжений при откольном разрушении внутри пластины, которое не учитывалось при расчете.

На измеренном волновом профиле четкого выделения в волне разрежения упругого предвестника конечной амплитуды не наблюдается. Вместо этого формируется так называемая квазиупругая волна разгрузки, в которой скорость распространения возмущения плавно уменьшается от c_l до c_b . В этом

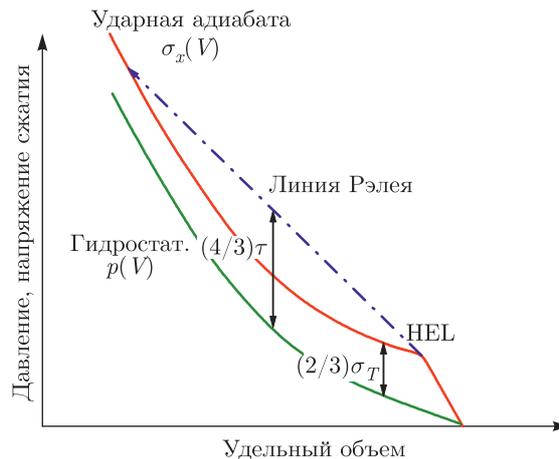


Рис. 3. К пояснению определения сдвиговых напряжений в ударной волне

случае определение предела текучести ударно-сжатого материала уже не столь очевидно. В работах [7, 15, 16] предложен и реализован упрощенный способ оценки, который основан на приближении простой волны и включает аппроксимацию квазиупругой части волны прямой линией 1–2, как показано на рис. 2, предположение о постоянстве коэффициента Пуассона и линейное соотношение между скоростью звука в лагранжевых координатах и массовой скоростью. Последнее следует из совпадения ударной адиабаты и римановой изэнтропы в координатах давление — массовая скорость.

Вторым источником информации является непосредственно пластическая ударная волна. Полная скорость деформации $\dot{\epsilon}_x$ в стационарной ударной волне определяется из профиля скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$ как $\dot{\epsilon}_x = \dot{u}_{fs}/2U_S$, где U_S — скорость ударной волны. Максимальная скорость сдвиговой деформации при одноосном сжатии $\dot{\gamma} = \dot{\epsilon}_x/2$ есть сумма упругой компоненты $\dot{\gamma}_e = \dot{\tau}/2G$ и скорости пластической деформации сдвига $\dot{\gamma}_p$:

$$\dot{\gamma}_p = \frac{\dot{\epsilon}_x}{2} - \frac{\dot{\tau}}{2G}. \tag{1}$$

Определение сдвиговых напряжений в ударной волне иллюстрируется на рис. 3. В стационарной плоской волне изменение состояния вещества происходит вдоль линии Рэлея, представляющей собой прямую линию $\sigma_x = -\rho_0^2 U_S^2 (V - V_0)$, соединяющую состояния перед волной и за ней. Девиаторная компонента напряжения в волне представляет собой разность между напряжением σ_x на линии Рэлея и давлением p на ударной адиабате вещества при той же степени сжатия [24, 25]. При этом напряжение

сдвига $\tau = (3/4)(\sigma_x - p)$ по мере сжатия проходит через максимум в некоторой промежуточной точке. В точке максимума $\dot{\tau} = 0$ и $\dot{\gamma}_p = \dot{\epsilon}_x/2$. Сама ударная адиабата твердого тела отклоняется вверх от соответствующей кривой всестороннего сжатия на $2/3$ предела текучести σ_T [26], как это показано на рис. 3.

2. МАТЕРИАЛ И ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Образцы для экспериментов вырезались из прутка титана VT1-0 диаметром 40 мм. Согласно марочнику сталей и сплавов титан VT1-0 аналогичен титану Grade 2 США и содержит до 0.18% Fe, до 0.07% C, до 0.1% Si, до 0.12% O и до 0.3% прочих примесей при содержании титана не менее 99.24%. Поскольку измерения проводились при нормальной температуре и с предварительным нагревом, перед разделением на образцы заготовка подвергалась отжигу в вакууме при температуре 700 °C, которая достигалась в течение 70 мин, чтобы снять деформационное упрочнение и быть уверенными, что материал имеет одну и ту же структуру при комнатной и повышенных температурах. После выдержки в течение одного часа заготовки охлаждались вместе с печью. Отожженная заготовка разрезалась электроэрозионным способом на плоские дискообразные образцы толщиной 2.25 ± 0.06 мм. Твердость образцов после отжига по Роквеллу составляла 99.6 HRF. Перед проведением измерений поверхности образцов шлифовались, полировались и протравливались для удаления поверхностных дефектов и обеспечения необходимой отражательной способности. При обработке экспериментальных данных при комнатной температуре использовались ударная адиабата титана в виде U_S [км/с] = $4.94 + 1.15u_p$, построенная для диапазона малых скоростей по данным работ [27,28], продольная скорость звука $c_l = 6.21$ км/с и плотность $\rho_0 = 4.53$ г/см³. При температуре 600 °C использовались ударная адиабата $U_S = 4.71 + 1.15u_p$, плотность $\rho_0 = 4.49$ г/см³ и продольная скорость звука $c_l = 5.68$ км/с. Высокотемпературные значения продольной и объемной (первый член в выражении для ударной адиабаты) скоростей звука взяты из работ [21,29]. Оценки показали, что возможные вариации коэффициента при массовой скорости не оказывают большого влияния на результаты обработки волновых профилей.

Ударно-волновые эксперименты проведены на пневматической ствольной установке — газовой

пушке калибром 50 мм. Однократное ударное сжатие реализовывалось ударом медной пластины-ударника толщиной 0.465 ± 0.005 мм, разогнанной до скорости 345 ± 5 м/с или 645 ± 10 м/с. Соотношение толщин ударника и образца выбрано таким малым для того, чтобы параметры волны разрежения, регистрируемой на профиле скорости свободной поверхности, определялись свойствами образца, а вклад материала ударника был незначителен. Для того чтобы исключить прогиб ударника в процессе разгона, он наклеивался на диск из полиметилметакрилата толщиной 5 мм, располагаемый на торце метаемого пустотелого алюминиевого или магниевого цилиндрического снаряда.

Ступенчатое ударное сжатие проводилось с применением ударника, составленного из медной основы толщиной 5.5 мм и, со стороны образца, прокладки из алюминия толщиной 0.705 ± 0.015 мм. Ступенчатое ударное сжатие реализовывалось в результате многократных отражений ударной волны в прокладке между образцом и медной основой составного ударника. Толщина прокладки выбиралась такой, чтобы, с одной стороны, вторая волна не могла догнать первую на расстоянии, меньшем толщины образца, а с другой стороны, результат отражения первой волны сжатия от свободной поверхности не мог приводить к существенным искажениям второй волны. Скорость удара в этих опытах составляла 330 ± 10 м/с или 550 ± 10 м/с.

В опытах при высокой температуре использовались резистивные нагреватели, устанавливаемые у тыльной поверхности образца. Температура контролировалась двумя термодарами хромель-алюмель. В экспериментах регистрировалась скорость свободной тыльной поверхности образца как функция времени, $u_{fs}(t)$, в процессе выхода на поверхность волн сжатия. Измерения проводились с использованием лазерного доплеровского интерферометрического измерителя скорости VISAR [30] с наносекундным временным разрешением.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 4, 5 представлены профили скорости свободной поверхности титановых образцов, измеренные в условиях однократного ударного сжатия при комнатной температуре и при 605–613 °C, а на рис. 6 и 7 — результаты опытов по ступенчатому ударному сжатию при нормальной и повышенной температурах.

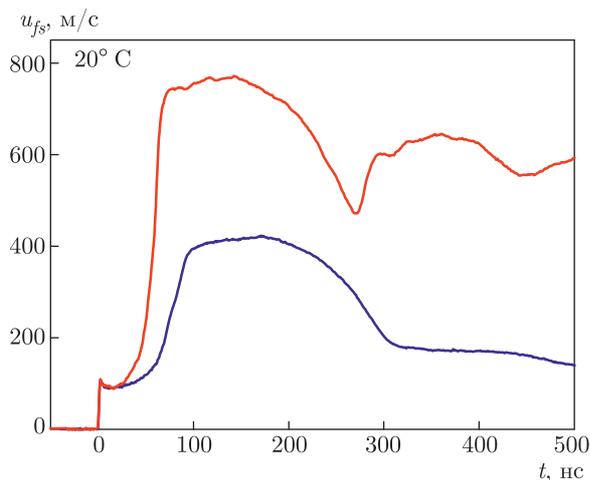


Рис. 4. Профили скорости свободной поверхности образцов титана VT1-0 толщиной 2.3 ± 0.02 мм после удара медной пластиной 0.467 ± 0.004 мм со скоростью 345 м/с (нижняя кривая) и 645 м/с (верхняя кривая)

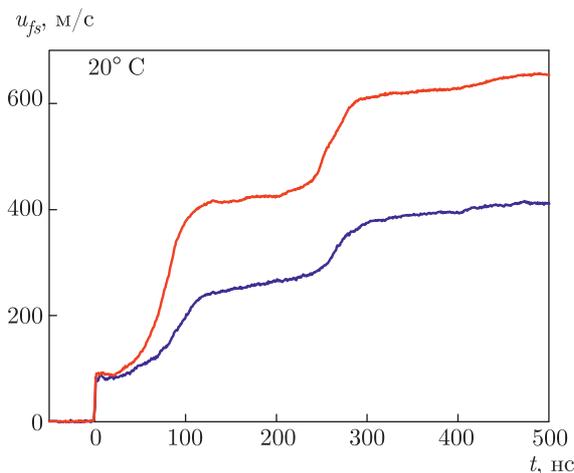


Рис. 6. Результаты измерений профилей скорости свободной поверхности титановых пластин при ступенчатом ударном сжатии в опытах при комнатной температуре

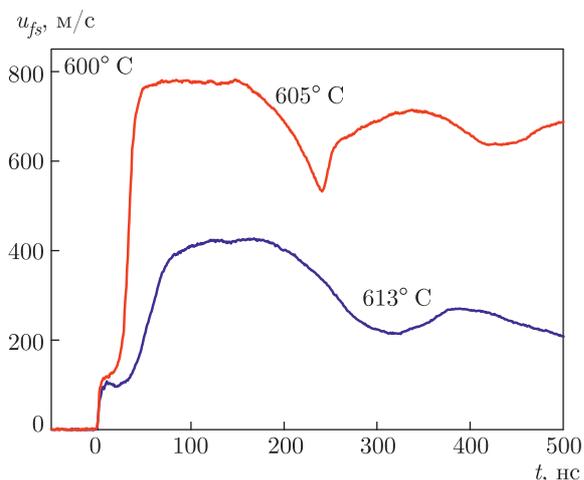


Рис. 5. Результаты опытов с однократным ударным сжатием титана VT1-0 при температуре 609 ± 4 °С

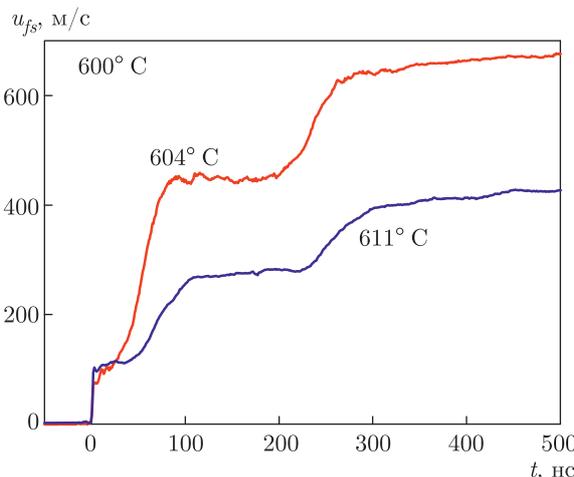


Рис. 7. Результаты экспериментов со ступенчатым ударным сжатием при температуре 604–611 °С

При непосредственном сопоставлении волновых профилей каких-либо явных отличий в них в зависимости от температуры не видно. С увеличением температуры несколько уменьшился временной интервал между упругой и пластической волнами как результат уменьшения разности между продольной и объемной скоростями звука. Несколько уменьшилась также величина откольной прочности, которая пропорциональна декременту скорости перед выходом на поверхность откольного импульса [5]. Амплитуда и форма упругого предвестника изменились незначительно. Скорость поверхности в упругом предвестнике u_{HEL} при комнатной темпе-

ратуре составляет 90–92 м/с. На фронтальном пике она достигает 108 м/с, но этот пик не вполне воспроизводим и в расчет не принимался. Соответственно, динамический предел упругости $\sigma_{HEL} = \rho_0 c_l u_{HEL} / 2$ при комнатной температуре равен 1.28 ГПа, а динамический предел текучести $\sigma_T = (3/2)\sigma_{HEL}(1 - c_b^2/c_l^2) = 0.7$ ГПа. При температуре в районе 600 °С $u_{HEL} = 106 \pm 5$ м/с, $\sigma_{HEL} = 1.35 \pm 0.06$ ГПа, $\sigma_T = 0.65 \pm 0.03$ ГПа. Иными словами, динамический предел текучести в этом температурном диапазоне остается неизменным.

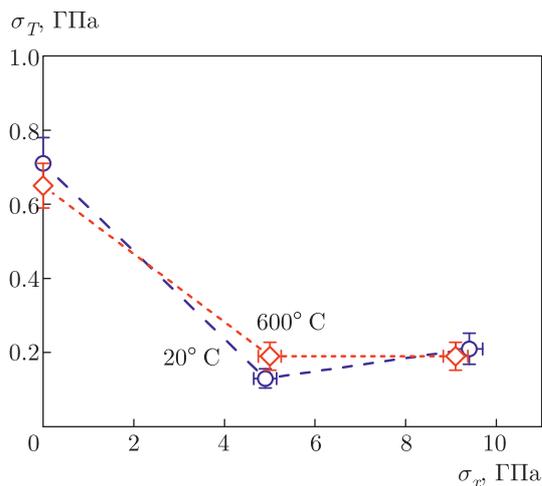


Рис. 8. Результаты оценки предела текучести титана в упругом предвестнике и в ударно-сжатом состоянии при нормальной (кружки) и повышенной (ромбы) температурах

4. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На рис. 8 значения пределов текучести в упругом предвестнике сопоставлены со значениями напряжения пластического течения в волне разгрузки, полученными из анализа ее квазиупругой части. Разность величин сдвиговых напряжений, соответствующих значениям массовой скорости на фронте квазиупругой волны разгрузки, u_{p1} (точка 1 на рис. 2), и в ее конце, u_{p2} (точка 2), в приближении простой волны описывается соотношением [31]

$$\tau(u_{p1}) - \tau(u_{p2}) = \frac{3}{4} \rho_0 \int_{u_{p2}}^{u_{p1}} [a^2(u_p) - a_b^2(u_p)] \frac{du_p}{a(u_p)}. \quad (2)$$

Здесь ρ_0 — плотность вещества в исходном состоянии при нулевом давлении, скорость распространения возмущений в квазиупругой волне a берется в координатах Лагранжа (т.е. отнесена к начальной плотности материала ρ_0), a_b — объемная скорость звука также в координатах Лагранжа. Так как при разгрузке из ударно-сжатого состояния сдвиговое напряжение переходит через нуль и выходит на напряжение пластического течения с обратным знаком, соотношение (2) фактически определяет предел текучести ударно-сжатого материала.

В описываемых простых оценках зависимости $a_b(u_p)$ и $a(u_p)$ представлены линейными соотношениями [5, 32]:

$$a_b = c_0 + 2b u_p, \quad a = c_e + 2b_e u_p, \quad (3)$$

где c_0, b — коэффициенты линейного выражения для ударной адиабаты, связывающего скорость ударной волны U_S и массовую скорость: $U_S = c_0 + b u_p$; c_e, b_e — коэффициенты линейной аппроксимации зависимости лагранжевой скорости возмущений в квазиупругой волне разгрузки, уменьшающейся от продольной скорости звука на фронте в точке 1 до объемной скорости звука в конце в точке 2. При таких допущениях соотношение (2) принимает вид

$$\tau(u_{p1}) - \tau(u_{p2}) = \frac{3}{4} \rho_0 \int_{u_{p2}}^{u_{p1}} \frac{(c_x + 2b_x u_p)^2 - (c_0 + 2b u_p)^2}{c_x + 2b_x u_p} du_p. \quad (4)$$

Скорость фронта волны разрежения, равная продольной скорости звука в координатах Лагранжа, a_l , определялась в предположении постоянства коэффициента Пуассона как $a_l(u_{p1}) = a_b(u_{p1})c_l/c_0$ [5, 32].

Результаты оценок, приведенные на рис. 8, демонстрируют значительное уменьшение предела текучести за ударной волной в титане. Впрочем, из сопоставления волновых профилей на рис. 2 и без дополнительного анализа видно, что изменение девиаторной компоненты напряжения при разгрузке из ударно-сжатого состояния намного меньше, чем в случае неизменного предела текучести. Различие между напряжениями пластического течения титана при нормальной и повышенной температурах после ударного сжатия остается незначительным.

На рис. 9 суммированы результаты оценки скорости сжатия в пластической ударной волне в зависимости от нормального напряжения сжатия за ударной волной при нормальной и повышенной температурах. На график нанесены результаты данной работы, полученные в опытах с однократным и ступенчатым ударным сжатием образцов толщиной 2.3 мм, а также данные предыдущих [33] измерений на образцах толщиной 4 мм. Из данных опытов со ступенчатым ударным сжатием взяты параметры только первой пластической ударной волны. Все точки на графике, за исключением одной нижней, в пределах погрешности соответствуют полученной ранее [33] единой зависимости

$$\dot{\epsilon}_x = -dV/dt = 2700(\sigma_{shock}/\sigma_0)^{3.43} \text{ c}^{-1}. \quad (5)$$

Отклонение нижней точки от общей зависимости означает, что расстояние в 2.3 мм недостаточно для установления стационарности пластической

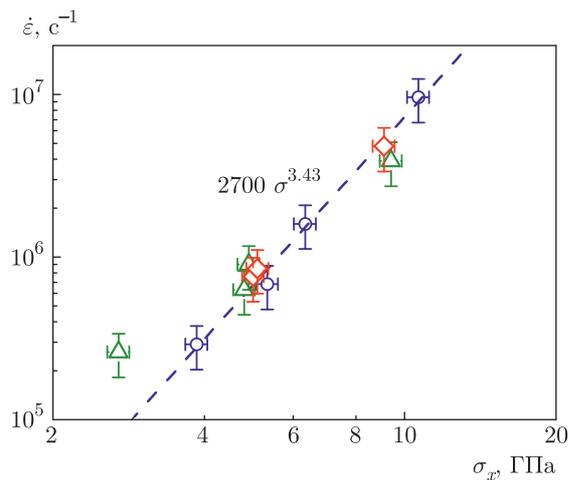


Рис. 9. Зависимость скорости сжатия титана в пластической ударной волне от конечного напряжения сжатия за волной. Кружки — данные работы [5], полученные на образцах толщиной 4 мм; треугольники — результаты данных измерений при комнатной температуре, ромбы — результаты обсуждаемых измерений при 600 °С

ударной волны. Отметим еще раз, что высокотемпературные точки на рис. 9 лежат на общей зависимости.

Для физической интерпретации и дальнейшего использования результатов измерений сжатия вещества в ударных волнах необходимо их представить в виде зависимостей скорости пластического сдвига от величины сдвигового напряжения. Соответствующий способ интерпретации волновых профилей пояснен во Введении и на рис. 3. Для ударной адиабаты в виде $U_S = c_0 + bu$ величина отклонения линии Рэлея, описывающей изменение состояния в стационарной ударной волне, от ударной адиабаты без учета предела текучести выражается как

$$\rho_0 U_S^2 \left(1 - \frac{V}{V_0}\right) - p = \rho_0 U_S^2 \varepsilon_x - \frac{\rho_0 c_0^2 \varepsilon_x}{(1 - b\varepsilon_x)^2}. \quad (6)$$

В данной работе величина напряжения сдвига, соответствующая максимальной скорости сжатия, оценивалась как его значение в точке максимального отклонения линии Рэлея от «гидростатической» (без учета вклада девиаторных компонент напряжения) ударной адиабаты τ_{max} плюс средняя величина сдвигового напряжения перед волной и за ней. Сдвиговое напряжение перед волной определено по значению напряжения сжатия в упругом предвестнике, сдвиговое напряжение за волной определено как 1/2 величины предела текучести, полученной из анализа квазиупругой разгрузки. При максимальном от-

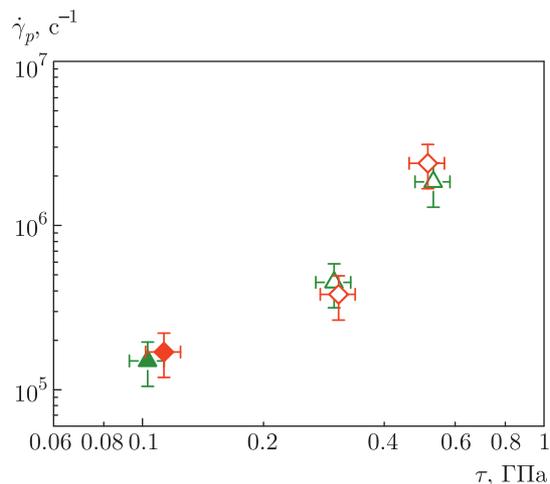


Рис. 10. Результаты оценки соотношения между скоростью пластического сдвига и величиной сдвигового напряжения в ударной волне в титане при 20 °С (зеленые треугольники) и 600 °С (красные ромбы). Светлыми символами показаны параметры в первой пластической ударной волне однократного или ступенчатого сжатия, закрашенными — параметры во второй пластической ударной волне ступенчатого сжатия

клонении скорость пластической деформации сдвига определяется как $\dot{\gamma}_p = \dot{\varepsilon}_x/2$.

Найденные таким образом значения скорости пластической деформации и напряжения сдвига в средней части ударной волны суммированы на рис. 10. Анализ ступенчатого ударного сжатия проведен на основе предположения о совпадении (или зеркальной симметрии) ударных адиабат для падающих и отраженных волн в координатах давление–массовая скорость [5, 7]. Точки, описывающие состояние во второй волне на рис. 10, соответствуют опытам при скорости удара 550 ± 10 м/с. При меньшей скорости ударная волна в проведенных экспериментах явно не достигала стационарности, что следует, в частности, из графика на рис. 9.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Предел текучести титана ВТ1-0 в стандартных условиях составляет примерно 380 МПа и возрастает до 530 МПа при увеличении скорости деформации до 10^3 с⁻¹ [34]. Согласно данным предыдущих измерений [23] скорость пластической деформации титана в упругом предвестнике на расстоянии 2.3 мм составляет примерно 10^4 с⁻¹, т. е. полученное значение динамического предела текучести при

комнатной температуре $\sigma_T = 710$ МПа вполне согласуется с имеющимися данными. С увеличением температуры до 600°C предел текучести титана ВТ1-0 при низкоскоростной деформации уменьшается более чем втрое — до 120 МПа, в то время как по результатам обсуждаемых измерений его уменьшение в субмикросекундном диапазоне длительностей нагрузки не выходит за пределы погрешности измерений. Иными словами, аномальная зависимость напряжения высокоскоростного пластического течения от температуры для титана имеет место.

Неожиданным оказалось резкое уменьшение предела текучести непосредственно за ударной волной. Это следует из анализа квазиупругой разгрузки, но видно также непосредственно из сопоставления волновых профилей на рис. 2. При этом высокотемпературный предел текучести ударно-сжатого титана, найденный равным 190 МПа, все же значительно превышает его значение при низкоскоростной деформации (примерно 120 МПа). В аналогичных опытах с алюминием [16] и медью [7] при комнатной температуре получено монотонное возрастание предела текучести ударно-сжатого материала с увеличением давления ударного сжатия. Можно было бы связать уменьшение предела текучести с эффектом Баушингера, но, судя по данным испытаний титана при циклических нагрузках [35], а также по результатам оценки вклада предварительного ударно-волнового упрочнения [20], эффект Баушингера не должен быть столь значительным.

С учетом низкой теплопроводности титана и склонности более твердых титановых сплавов к локализации деформации в полосах адиабатического сдвига полученные здесь результаты дают основание вернуться к обсуждавшимся ранее [36] гетерогенным механизмам пластичности металлов с образованием локальных микросдвигов, в которых материал в адиабатических условиях высокоскоростной деформации разогревается вплоть до плавления. Такой механизм пластичности позволил бы также объяснить и практическое отсутствие влияния температуры на напряжение пластического течения в ударных волнах, демонстрируемое данными на рис. 10. Однако металлографический анализ образцов титана после высокоскоростной деформации [17] и после ударно-волнового воздействия [18, 22] не выявил признаков локального плавления в полосах сдвига, но продемонстрировал интенсивное двойникование в этих условиях. Поскольку двойникование в титане может до некоторой степени быть обратимым [37], можно предположить, что образовавшие-

ся двойники обеспечивают подвижность структуры материала в той же мере, что и прослойки расплава. Отметим, что обратимое двойникование непосредственно в процессе ударного сжатия и последующей разгрузки наблюдалось в экспериментах с магнием [38], также имеющим гексагональную плотноупакованную кристаллическую структуру.

Интенсивность двойникования тем выше, чем выше скорость деформации [17] и, следовательно, больше величина действующих напряжений, что, очевидно, объясняется наличием некоего порогового напряжения, необходимого для инициирования двойникования. С точки зрения механики твердого тела двойник подобен трещине второго типа — трещине сдвига. Это означает, что концентрация напряжений в кончике двойника, вызывающих его рост, тем выше, чем больше длина двойника. Иными словами, для того, чтобы началась пластическая деформация путем двойникования, требуется гораздо большее напряжение, чем для ее продолжения — по крайней мере на начальном этапе, пока взаимодействие двойников не стало препятствовать их росту. В проведенных экспериментах деформация сжатия не превышала 7.2%. Релаксация напряжений по мере роста двойников может быть одной из причин формирования пика на фронте упругого предвестника в титане.

Таким образом, впервые получены экспериментальные данные о напряжении пластического течения титана в процессе ударного сжатия со скоростью до 10^7 с⁻¹ и при разгрузке из ударно-сжатого состояния. В противоположность данным для металлов со структурой ГЦК обнаружено уменьшение предела текучести титана за ударной волной. Наиболее вероятным объяснением уменьшения предела текучести представляется уменьшение напряжения пластического течения по мере роста двойников и их обратимость.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-02-00416А). Эксперименты проведены с использованием оборудования Московского регионального взрывного центра коллективного пользования Российской академии наук.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. I. Kanel, S. V. Razorenov, K. Baumung et al., *J. Appl. Phys.* **90**, 136 (2001).

2. G. I. Kanel, S. V. Razorenov, and V. E. Fortov, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, S10076 (2004).
3. Г. И. Канель, В. Е. Фортов, С. В. Разоренов, УФН **177**, 809 (2007).
4. Г. И. Канель, Е. Б. Зарецкий, С. В. Разоренов и др., УФН **187**, 525 (2017).
5. Г. И. Канель, *Ударные волны в физике твердого тела*, Физматлит, Москва (2018).
6. Г. И. Канель, Г. В. Гаркушин, А. С. Савиных и др., ЖТФ **90**, 441 (2020).
7. G. I. Kanel, A. S. Savinykh, G. V. Garkushin et al., *J. Appl. Phys.* **128**, 115901 (2020).
8. G. I. Kanel, S. V. Razorenov, and G. V. Garkushin, *J. Appl. Phys.* **119**, 185903 (2016).
9. M. A. Meyers, D. J. Benson, O. Vohringer et al., *Mater. Sci. Eng. A* **322**, 194 (2002).
10. T. V. Popova, A. E. Mayer, K. V. Khishchenko et al., *J. Appl. Phys.* **123**, 235902 (2018).
11. R. A. Austin, *J. Appl. Phys.* **123**, 035103 (2018).
12. B. Gurrutxaga-Lerma, J. Verschueren, A. P. Sutton et al., *Int. Mater. Rev.*, 1743 (2020), DOI: 10.1080/09506608.2020.1749781.
13. Songlin Yao, Xiaoyang Pei, Zhanli Liu et al., *Mechanics Mater.* **140**, 103211 (2020).
14. G. I. Kanel, A. S. Savinykh, G. V. Garkushin et al., *J. Appl. Phys.* **126**, 075901 (2019).
15. Г. И. Канель, А. С. Савиных, Докл. РАН. Физика, технич. науки **490**, 29 (2020).
16. G. I. Kanel, A. S. Savinykh, G. V. Garkushin et al., *J. Appl. Phys.* **127**, 035901 (2020).
17. D. R. Chichili, K. T. Ramesh, and K. J. Hemker, *Acta Mater.* **46**, 1025 (1998).
18. B. Herrmann, A. Venkert, G. Kimmel et al., *AIP Conf. Proc.* **620**, 623 (2002).
19. Г. И. Канель, С. В. Разоренов, Е. Б. Зарецкий и др., ФТТ **45**, 625 (2003).
20. С. В. Разоренов, А. С. Савиных, Е. Б. Зарецкий и др., ФТТ **47**, 639 (2005).
21. E. B. Zaretsky, *J. Appl. Phys.* **104**, 123505 (2008).
22. R. L. Whelchel, D. S. Mehoke, K. A. Iyer et al., *J. Appl. Phys.* **119**, 115901 (2016).
23. Г. И. Канель, Г. В. Гаркушин, А. С. Савиных и др., ЖЭТФ **154**, 392 (2018).
24. J. W. Swegle and D. E. Grady, *J. Appl. Phys.* **58**, 692 (1985).
25. G. R. Cowan, *Trans. Metal. Soc. AIME* **233**, 1120 (1965).
26. G. R. Fowles, *J. Appl. Phys.* **32**, 1475 (1961).
27. J. M. Walsh, M. H. Rice, R. G. McQueen et al., *Phys. Rev.* **108**, 196 (1957).
28. *LASL Shock Hugoniot Data*, ed. by S. P. Marsh, Univ. California Press, Berkeley (1980).
29. H. Ogi, S. Kai, H. Ledbetter et al., *Acta Mater.* **52**, 2075 (2004).
30. L. M. Barker and R. E. Hollenbach, *J. Appl. Phys.* **43**, 4669 (1972).
31. J. L. Brown, C. S. Alexander, J. R. Asay et al., *J. Appl. Phys.* **114**, 223518 (2013).
32. А. А. Воробьев, А. Н. Дремин, Г. И. Канель, ПМТФ **5**, 94 (1974).
33. Г. И. Канель, С. В. Разоренов, Г. В. Гаркушин и др., ФТТ **58**, 1153 (2016).
34. J. M. Yuan and V. P. W. Shim, *Int. J. Sol. Struct.* **39**, 213 (2002).
35. S. Sinha and N. P. Gurao, *Mater. Sci. Eng. A* **691**, 100 (2017).
36. D. E. Grady and J. R. Asay, *J. Appl. Phys.* **53**, 7350 (1982).
37. T. Nama, H. Nagao, A. Kobuki et al., *Mater. Sci. Eng. A* **620**, 390 (2014).
38. C. L. Williams, C. Kale, S. A. Turnage et al., *Phys. Rev. Mater.* **4**, 083603 (2020).