

## Роль рельефа Пайерлса в низкотемпературной пластичности чистого $\alpha$ -Ti

В.А. Москаленко, В.Д. Нацик, В.Н. Ковалева

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 310103, Украина  
E-mail: Moskalenko@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 9 февраля 2005 г., после переработки 23 февраля 2005 г.

Проведено детальное исследование низкотемпературной пластичности поликристаллического  $\alpha$ -Ti повышенной чистоты (примесей внедрения O + N = 0,06 ат. %). Получены температурные зависимости предела текучести, эффективного напряжения, скоростной чувствительности деформирующего напряжения и активационного объема в интервале температур 0,5–450 К. Выполнен термоактивационный анализ экспериментальных данных в рамках модели активированного движения дислокационной струны в рельефе Пайерлса. Показано, что пластическое течение чистого  $\alpha$ -Ti в области умеренно низких температур ( $7\text{ К} < T < 150\text{ К}$ ) происходит в результате термически активированного преодоления барьеров Пайерлса по механизму зарождения, расширения и аннигиляции парных кинков. Получены эмпирические значения параметров теории для призматического скольжения  $\{10\bar{1}0\}$   $\{11\bar{2}0\}$  в  $\alpha$ -Ti при низких температурах: напряжение Пайерлса  $\tau_p = 72$  МПа и характерная энергия критического парного кинка  $H_c = 1,5 \cdot 10^{-19}$  Дж = 0,96 эВ. При  $T < 7$  К пластичность чистого  $\alpha$ -Ti имеет ярко выраженную аномалию, возможной причиной которой может быть переход при понижении температуры от термически активированного режима движения дислокаций к динамическому (надбарьерному). При повышенных температурах  $T > 150$  К пластичность чистого  $\alpha$ -Ti качественно сохраняет характерные особенности, соответствующие механизму термически активированного движения дислокаций в рельефе Пайерлса при малых значениях эффективных напряжений.

Проведено детальне дослідження низькотемпературної пластичності полікристалічного  $\alpha$ -Ti підвищеної чистоти (домішки проникнення O + N = 0,06 ат. %). Одержано температурні залежності границі плинності, ефективною напруги, швидкісної чутливості деформуючої напруги і активаційного об'єму в інтервалі температур 0,5–450 К. Виконано термоактиваційний аналіз експериментальних даних в рамках моделі активованого руху дислокаційної струни у рельєфі Пайерлса. Показано, що пластична течія чистого  $\alpha$ -Ti в області помірно низьких температур ( $7\text{ К} < T < 150\text{ К}$ ) відбувається в результаті термічно активованого подолання бар'єрів Пайерлса за механізмом зародження, розширення та анігіляції парних кінків. Одержано емпіричні значення параметрів теорії для призматичного ковзання  $\{10\bar{1}0\}$   $\{11\bar{2}0\}$  в  $\alpha$ -Ti при низьких температурах: напруга Пайерлса  $\tau_p = 72$  МПа і характерна енергія критичного парного кінку  $H_c = 1,5 \cdot 10^{-19}$  Дж = 0,96 эВ. При  $T < 7$  К пластичність чистого  $\alpha$ -Ti має яскраво виражену аномалію, можливою причиною якої може бути перехід зі зниженням температури від термічно активованого режиму руху дислокацій до динамічного (надбар'єрного). При підвищених температурах  $T > 150$  К пластичність чистого  $\alpha$ -Ti в якісному відношенні зберігає характерні особливості, які відповідають механізму термічно активованого руху дислокацій у рельєфі Пайерлса при малих значеннях ефективних напружень.

PACS: 62.20.Fe

### 1. Введение

В физике пластичности кристаллических материалов одна из центральных задач — выяснение относительного влияния рельефа Пайерлса и примес-

ных барьеров на подвижность дислокаций в системах легкого скольжения, которые действуют в условиях низкотемпературного деформирования. При решении этой задачи максимальная ясность достиг-

нута для металлов с ОЦК и ГЦК структурами. Установлено, что кинетика низкотемпературной деформации чистых ОЦК металлов на стадии легкого скольжения определяется движением дислокаций в плоскостях типа  $\{110\}$ , которые преодолевают барьеры Пайерлса по механизму зарождения парных кинков в результате действия термических или квантовых флуктуаций. Такому механизму отвечают большая величина предела текучести  $\tau_0 \sim 10^{-3} G$  ( $G$  — модуль сдвига), резкий рост  $\tau_0$  с понижением температуры и наличие на зависимости  $\tau_0(T)$  характерных особенностей, которые связаны со сменой закона взаимодействия кинков на дислокации при переходе от малых к большим значениям эффективного напряжения [1,2]. Аналогичные закономерности имеют место и для чистого  $\beta$ -Sn (ОЦТ структура) при деформировании по системе скольжения  $\{100\} \langle 010 \rangle$  [3,4]. Заметное влияние примесей на величину и температурную зависимость предела текучести как ОЦК металлов, так и  $\beta$ -Sn наблюдается при концентрациях порядка и выше 0,1 ат.%.

В случае ГЦК металлов и сплавов барьеры Пайерлса в плоскостях легкого скольжения  $\{111\}$  пренебрежимо малы и основными препятствиями для движения дислокаций являются примеси замещения, начиная с самых малых концентраций. Только вдали от предела текучести при достаточно больших степенях деформации влияние примесей может маскироваться взаимным торможением разноразмерных дислокаций (эффект дислокаций «леса»). Движение дислокаций через локальные примесные барьеры и пересечение дислокаций леса также обеспечивается действием термических или квантовых флуктуаций.

Примеси замещения в ГЦК металлах имеют атомные радиусы близкие к радиусам атомов матрицы, они являются относительно слабыми препятствиями для движения дислокаций, поэтому данному механизму соответствует менее резкий, чем в случае чистых ОЦК металлов, рост предела текучести  $\tau_0(T)$  при понижении температуры. При больших концентрациях примесей порядка и выше 1 ат.% пределы текучести ГЦК металлов приобретают характерную низкотемпературную аномалию — максимум на температурной зависимости предела текучести, который возникает вследствие перехода от чисто флуктуационного к флуктуационно-инерционному движению дислокаций через примесные барьеры [5,6].

При изучении относительной роли барьеров Пайерлса и примесных барьеров в кинетике пластического течения металлов наиболее противоречивые результаты получены в случае металлов с ГПУ структурой. Эти металлы можно разделить на две группы. Первая из них — совокупность простых

двухвалентных ГПУ металлов (Be, Mg, Zn, Cd) с ярко выраженным скольжением в плоскости базиса (0001), в которой барьеры Пайерлса также пренебрежимо малы и основными препятствиями движению дислокаций являются дислокации «леса» или примеси. Закономерности низкотемпературной пластичности этих металлов аналогичны таковым для ГЦК металлов: при небольших концентрациях примесей они имеют малые и слабо зависящие от температуры пределы текучести ( $\tau_0 \sim 10^{-4} - 10^{-5} G$ ), а при возрастании концентрации на зависимостях  $\tau_0(T)$  появляется характерная флуктуационно-инерционная аномалия (см., например, [7]). В тех немногих случаях, когда в чистых металлах этой группы удастся реализовать скольжение дислокаций в пирамидальных плоскостях  $\{1122\}$ , обладающих высокими барьерами Пайерлса, их подвижность при низких температурах полностью контролируется термически активированным зарождением парных кинков [8,9].

Совсем иначе ведут себя переходные металлы IVA группы Периодической системы элементов Менделеева (Ti, Zr, Hf), в которых легкое скольжение происходит по плоскостям призмы  $\{10\bar{1}0\}$  в направлении  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ . Даже при малых концентрациях примесей (прежде всего атомов внедрения — кислорода и азота) они имеют довольно высокие значения пределов текучести  $\tau_0 \sim 10^{-3} - 10^{-4} G$  и сильный рост  $\tau_0(T)$  при понижении температуры [10], что делает их похожими на ОЦК металлы. В этой группе наиболее детально изучен  $\alpha$ -титан: даже достаточно чистый, он имеет большой предел текучести, который сильно возрастает с понижением температуры, особенно при увеличении концентрации примесей [11–18], когда наряду с этим пластичность титана приобретает дополнительные особенности [19]. Однако выводы о дислокационных механизмах, контролирующих пластическую деформацию чистого титана, противоречивы, и на сегодняшний день не существует однозначного мнения, например, относительно значительного влияния барьеров Пайерлса на его пластичность. При анализе экспериментальных результатов высокая чувствительность к примесям внедрения затрудняет разделение влияния барьеров Пайерлса и примесных барьеров на движение дислокаций в плоскостях легкого скольжения типа  $\{10\bar{1}0\}$ .

На основании большого объема экспериментальных результатов, полученных при исследовании титана с различной концентрацией примесей внедрения, в работах [12–16] утверждается, что контролирующий механизм пластической деформации титана — термически активированное преодоление дислокациями препятствий, создаваемых примесными атомами. Вместе с тем результаты исследования деформационной кинетики титана высокой чистоты позволили

авторам [11,18] сделать вывод о контролирующей роли трения решетки (рельефа Пайерлса). Теоретический анализ электронной структуры ядер дислокаций в  $\alpha$ -титане также приводит к заключению о довольно большой величине барьеров Пайерлса в плоскости призмы [20,21].

Значительный шаг в изучении обсуждаемого вопроса был достигнут в предыдущих работах авторов [22,23], где детально изучена пластичность поликристаллов твердого раствора внедрения Ti-O в очень широком интервале температур (0,5–550 К) при варьировании концентрации кислорода в пределах 0,06–1,6 ат. %. Применяв современную строгую процедуру термоактивационного анализа экспериментальных данных, нам удалось показать, что при концентрациях кислорода порядка и выше 0,2 ат.% кинетика пластического течения  $\alpha$ -титана контролируется термически активированным или термоинерционным движением дислокаций через примесные барьеры. Однако закономерности пластического течения более чистого  $\alpha$ -Ti (0,06 ат.% примесей внедрения) не согласуются с примесной моделью торможения дислокаций, что позволило предположить возможную контролирующую роль барьера Пайерлса в этом случае [22]. В настоящей работе проведено более детальное экспериментальное исследование низкотемпературной пластичности  $\alpha$ -титана данной чистоты. С учетом результатов, приведенных в [22], в частности, для температур  $T < 2$  К, получены температурные зависимости предела текучести, эффективного напряжения, скоростной чувствительности деформирующего напряжения и активационного объема процесса деформации. Термоактивационный анализ экспериментальных данных выполнен в рамках модели активированного движения дислокационной струны в рельефе Пайерлса, теоретически изученной в работах [1,2,24]. Показано, что в достаточно широком интервале умеренно низких температур (7–150 К) экспериментальные данные хорошо согласуются с этой моделью и получены эмпирические оценки для ее параметров.

## 2. Методика и результаты экспериментов

Исходное сырье для получения слитков — иодидный титан. Плавку проводили в дуговой печи с нерасходуемым вольфрамовым электродом в атмосфере очищенного (пропусканием через расплавленный литий и предварительной плавкой геттера) аргона при давлении газа несколько ниже атмосферного. Начальное содержание примесей внедрения (кислорода, азота, углерода и водорода) не превышало 0,05 ат.%. Выплавленные таким способом слитки диаметром 18 мм прокаткой в вакууме при температуре 1073 К превращали в полосы толщиной

2 мм, из которых в направлении прокатки вырезали образцы для деформации растяжением. После отжига в вакууме не хуже  $7 \cdot 10^{-3}$  Па в течение одного часа при температуре 973 К средний диаметр зерна в образцах составлял приблизительно 35–50 мкм; их рекристаллизационная текстура обуславливала угол между осью растяжения и направлением  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$  около  $20^\circ$ . Такие условия обеспечивали в начальный момент деформирования максимальное значение сдвигового напряжения, а следовательно, и преимущественное скольжение в одной из семейства призматических плоскостей  $\{10\bar{1}0\}$   $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ , которые являются преимущественными (а ниже  $T \approx 200$  К — единственными) для скольжения в области исследованных температур.

Температурные зависимости предела текучести  $\tau_0(T)$  для системы скольжения  $\{10\bar{1}0\}$   $\langle 11\bar{2}0 \rangle$  определяли при активном деформировании с базовой скоростью  $\dot{\epsilon} = 2,7 \cdot 10^{-4}$  с $^{-1}$  в интервале температур 0,5–450 К. В экспериментах регистрировали зависимость растягивающего напряжения  $\sigma(\epsilon)$  от величины пластической деформации  $\epsilon$  и в качестве предела текучести выбирали напряжение  $\tau_0 = 0,5\sigma_{0,2}$ , отвечающее относительной величине пластической деформации растяжением  $\epsilon_0 = 0,2\%$ . Отметим, что в  $\alpha$ -Ti, кроме призматического скольжения, дополнительной модой деформации является также двойникование, которое активизируется с понижением температуры и увеличением степени деформации. Естественно, это будет сказываться на значениях параметров деформационной кривой — наиболее заметно на скорости деформационного упрочнения, пределе текучести и величине пластичности. В то же время оптические и электронно-микроскопические исследования [25] показывают, что при величине пластической деформации, отвечающей условному пределу текучести  $\sigma_{0,2}(\epsilon_0 = 0,2\%)$ , плотность двойников, а следовательно, и их вклад в общую пластическую деформацию образца ничтожно мал, поэтому влиянием двойникования на величину предела текучести можно пренебречь.

Скоростную чувствительность деформирующего напряжения  $\beta = (\Delta\tau/\Delta \ln \dot{\epsilon})_T$  определяли двумя способами: в опытах по изменению скорости деформации в 10 раз (а в некоторых случаях и в 100 раз) по отношению к базовой и в экспериментах по изучению релаксации напряжения как  $\Delta\tau/\Delta \ln(-\dot{\tau})$ , где  $\dot{\tau}$  — скорость изменения напряжения на образце при релаксации. Оба метода во всех измерениях давали практически одинаковые значения. Эту величину измеряли вдоль деформационных кривых вплоть до разрушения образцов, специальное внимание уделяли ее значениям вблизи предела текучести. Здесь, как и в случае предела текучести, влиянием двойни-

кования можно пренебречь и считать, что процесс пластической деформации в экспериментах данного вида происходит за счет движения полных дислокаций в системе  $\{10\bar{1}0\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$ . Основанием к этому является тот факт, что в опытах по релаксации напряжения (или при изменении скорости деформации  $\dot{\epsilon}$  с более высокой на более низкую), когда уровень напряжения уменьшается, возникновение новых двойников маловероятно. Совпадение значений активационного объема, измеряемого с использованием разных методов, подтверждает правильность наших суждений.

На рис. 1 представлена температурная зависимость предела текучести  $\tau_0(T) = 0,5 \sigma_{0,2}(T)$  исследованного титана в интервале 0,5–450 К. На кривой  $\tau_0(T)$  можно выделить несколько участков, отличающихся степенью чувствительности  $\tau_0$  к изменению температуры. При температурах выше и порядка комнатной, а также в широкой области умеренно низких температур наблюдаются два участка с характерным для термически активированной пластичности монотонным ростом предела текучести при охлаждении образцов, которые разделены особенностью типа размытого излома в окрестности 200 К. Эта зависимость качественно аналогична температурным зависимостям пределов текучести чистых монокристаллов  $\alpha$ -Fe [2] и  $\beta$ -Sn [3]. Глубокое охлаждение ( $T < 7$  К) значительно ослабляет температурную зависимость  $\tau_0(T)$ , и ниже 2 К пластичность становится практически атермичной (вставка на рис. 1). Такое поведение  $\tau_0(T)$  аномально с точки зрения представлений о термически активированной деформации. Аналогичные низкотемпературные аномалии ранее наблюдались при изучении чистого  $\beta$ -Sn [4], а также слабоконцентрированных твердых растворов на основе Zn [7] и ГЦК металлов [6].

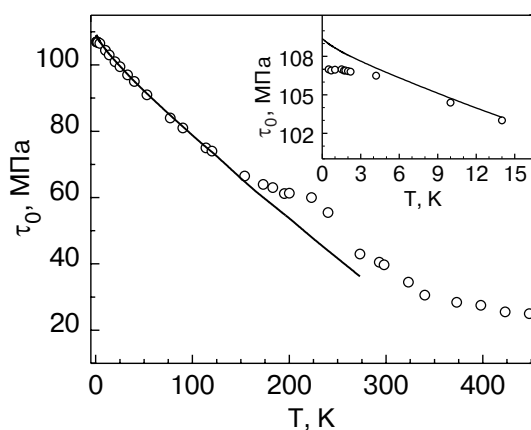


Рис. 1. Температурная зависимость предела текучести  $\tau_0 = 0,5 \sigma_{0,2}$  поликристаллического титана повышенной чистоты (концентрация O + N = 0,06 ат.%). Символы — экспериментальные результаты, сплошная линия — теоретическая зависимость (5) при значениях параметров, приведенных в таблице. На вставке показан характер зависимости в области очень низких температур.

Температурная зависимость скоростной чувствительности деформирующего напряжения  $(\Delta\tau/\Delta \ln \dot{\epsilon})_T$  вблизи предела текучести (рис. 2) также имеет особенности, которые коррелируют с особенностями  $\tau_0(T)$ . На основной части изученного температурного интервала эта величина имеет куполообразный вид с максимумом вблизи 200 К, где на зависимости  $\tau_0(T)$  зарегистрирован излом. Ниже 7 К скоростная чувствительность резко убывает и в интервале (2–0,5 К) практически исчезает (вставка на рис. 2), что коррелирует с ослаблением зависимости  $\tau_0(T)$  в этом же интервале и переходом к атермической пластичности. Следует отметить, что эта аномалия существенно отличается от поведения скоростной чувствительности  $(\Delta\tau/\Delta \ln \dot{\epsilon})_T$   $\beta$ -Sn [4], Zn [7] и ГЦК металлов [6], для которых в области атермической пластичности она сохраняет конечную величину.

При идентификации микроскопических механизмов, контролирующих пластическое течение кристаллов, обычно особое внимание уделяется измерениям и анализу активационного объема процесса пластического течения

$$V^* = kT(\Delta \ln \dot{\epsilon} / \Delta \tau)_T = kT/\beta. \quad (1)$$

Весьма информативны как характерные значения этого параметра, так и его зависимости от температуры, величины полной пластической деформации, величин деформирующего и эффективного напряжений. В настоящей работе значения активационного объема для чистого  $\alpha$ -Ti были получены на основе измерений скоростной чувствительности деформирующего напряжения  $kT(\Delta \ln \dot{\epsilon} / \Delta \tau)_T$  при изменении скорости деформации или величины

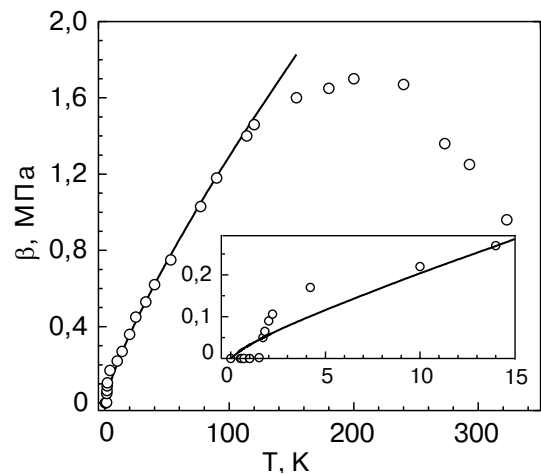


Рис. 2. Температурная зависимость скоростной чувствительности предела текучести  $\beta = (\Delta\tau/\Delta \ln \dot{\epsilon})_T$  поликристаллического титана повышенной чистоты. Сплошная линия — теоретическая зависимость (6) при значениях параметров, приведенных в таблице. На вставке показан характер зависимости в области очень низких температур.

$[\Delta\tau/\Delta \ln(-\dot{\tau})]_T$  в экспериментах по релаксации напряжения вдоль деформационных кривых  $\tau(\epsilon)_T$ , регистрируемых при фиксированных значениях температуры. На рис. 3 представлены зависимости  $V^*(\epsilon)$  для значений активационного объема в единицах  $b^3$ , где  $b = 2,95 \cdot 10^{-10}$  м — величина вектора Бюргера для системы скольжения  $\{10\bar{1}0\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$  в  $\alpha$ -титане. Из рис. 3 видно, что в области очень низких и умеренно низких температур активационный объем не зависит от деформации и имеет величину  $V^*/b^3 \lesssim 50$ . Согласно общепринятым в физике пластичности представлениям, эти признаки — доказательство определяющего влияния рельефа Пайерлса на подвижность дислокаций, осуществляющих пластическую деформацию. При  $T > 200$  К возникает некоторая деформационная зависимость активационного объема на начальной стадии деформации, что, по-видимому, свидетельствует о значительной роли процессов размножения дислокаций в этих условиях.

На рис. 4 показана температурная зависимость активационного объема  $V^*(T)$ , которая определена для значения пластической деформации растяжения  $\epsilon_0 \simeq 0,2\%$ , т.е. вблизи условного предела текучести  $\tau_0$ . В окрестности 200 К график зависимости  $V^*(T)$  изменяет знак кривизны; данная особенность соответствует максимуму на температурной зависимости скоростной чувствительности (рис. 2) и коррелирует с изломом на зависимости  $\tau_0(T)$  (рис. 1). Аномалия пластичности, которая наблюдается в условиях глубокого охлаждения при  $T < 7$  К, проявляется на зависимости  $V^*(T)$  как смена очень слабого уменьшения на очень резкий рост ( $T < 2$  К) этой величины (см. вставку на рис. 4).

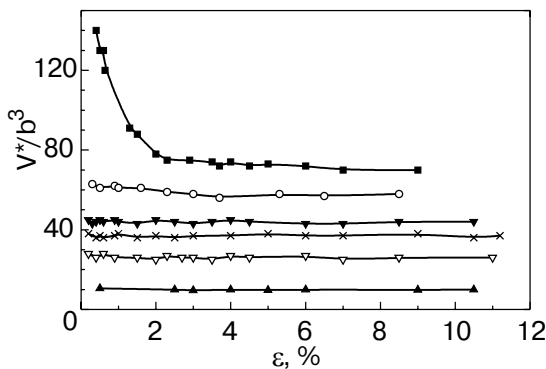


Рис. 3. Зависимость активационного объема  $V^* = kT/\beta$  от пластической деформации  $\epsilon$  при различных температурах, К: 293 (■), 200 (○), 77 (▼), 53 (x), 25 (△), 4,2 (▲). Значения  $V^*$  приведены в единицах  $b^3$  ( $b = 2,95 \cdot 10^{-10}$  м — величина вектора Бюргера для системы скольжения  $\{10\bar{1}0\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$ ).

### 3. Обсуждение экспериментальных результатов

Зарегистрированные в эксперименте температурные зависимости предела текучести  $\tau_0(T)$  (рис. 1) и его скоростной чувствительности  $\beta(T) = (\Delta\tau/\Delta \ln \dot{\epsilon})_T$  (рис. 2) для поликристаллов чистого  $\alpha$ -Ti в широкой области температур (450–7 К) качественно соответствуют представлениям о дислокационной термически активированной пластичности этого материала. Только в условиях глубокого охлаждения (7–0,5 К) реакция параметров пластичности  $\alpha$ -Ti на изменение температуры является аномальной с точки зрения этих представлений.

Кинетику термически активированного пластического течения кристаллических материалов принято описывать хорошо известным уравнением Аррениуса:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp[-H(\tau^*)/kT]. \quad (2)$$

Это уравнение связывает изменения пластической деформации  $\epsilon$  и ее скорости  $\dot{\epsilon}$  с изменением эффективного напряжения  $\tau^* = \tau - \tau_i(\epsilon)$ , которое действует на дислокации в рассматриваемой системе скольжения ( $\tau$  — деформирующее напряжение,  $\tau_i(\epsilon)$  — характерная величина внутренних дальнедействующих напряжений, тормозящих движение дислокаций). Предэкспоненциальный фактор  $\dot{\epsilon}_0$  пропорционален плотности подвижных дислокаций, а его зависимость от  $\tau^*$  и температуры  $T$  считается несущественной, если уравнение (1) применяется для описания термоактивированной пластичности в чистом виде (без учета динамических дислокационно-инерционных эффектов и т.п.). В этом приближении основные особенности пластического течения связаны с конкретным видом зависимости энергии (энтальпии) активации  $H(\tau^*)$  от эффективного напряжения  $\tau^*$ . Аналитический вид функции  $H(\tau^*)$  и

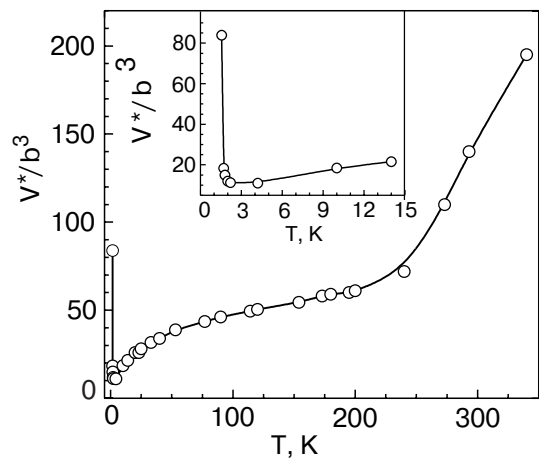


Рис. 4. Температурная зависимость активационного объема  $V^*/b^3$ . На вставке показан характер зависимости в области очень низких температур.

значения входящих в нее параметров существенно зависят от типа и характеристик близкодствующих барьеров (примесных центров, дислокаций «леса», рельефа Пайерлса и т.п.), которые тормозят движение дислокаций наряду с внутренним напряжением  $\tau_i$ . Определение типа барьеров и получение эмпирических оценок для их характеристик — основная цель термоактивационного анализа. Эта цель достигается путем сопоставления следствий, вытекающих из уравнения (2), с результатами экспериментального изучения закономерностей пластической деформации интересующего нас материала в тех или других условиях.

Описанные в предыдущем разделе результаты экспериментального изучения пластичности чистого  $\alpha$ -Ti будем обсуждать, предполагая, что главная причина торможения пластического течения — барьеры Пайерлса для дислокаций в системе скольжения  $\{10\bar{1}0\}$   $\{11\bar{2}0\}$ . Основанием для такого предположения служат результаты нашей работы [22], в которой было показано, что примесные барьеры определяют кинетику пластической деформации поликристаллического  $\alpha$ -Ti только при концентрациях примесей внедрения (кислорода) порядка и выше 0,2 ат. %, а закономерности пластического течения более чистого  $\alpha$ -Ti не согласуются с примесным механизмом торможения дислокаций.

Нет также серьезных оснований принять высказанное в работе [15] предположение о существенном влиянии на торможение скользящих дислокаций их пересечения с дислокациями «леса», особенно при низкотемпературной деформации чистого  $\alpha$ -Ti. Этому предположению противоречат результаты измерений, показанные на рис. 3: во-первых, отсутствие зависимости активационного объема процесса пластического течения от деформации при  $T < 200$  К, тогда как дислокации «леса» возникают и размножаются в процессе деформации; во-вторых, сравнительно малая величина активационного объема ( $V^* \lesssim 50 b^3$ ), которая должна соответствовать неразумно большой плотности дислокаций «леса» ( $\rho \gtrsim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ), если они являются основными барьерами для скольжения. В области более высоких температур  $T > 200$  К возникает некоторая деформационная зависимость активационного объема на ранней стадии деформации. Данное обстоятельство означает, что контролирующая роль Пайерлса в этих условиях несколько нарушается каким-то дополнительным фактором, вероятнее всего — интенсивным размножением подвижных дислокаций в активной системе скольжения.

В настоящей работе ограничимся термоактивационным анализом экспериментальных результатов, полученных в области умеренно низких температур  $7 \text{ К} < T < 200 \text{ К}$ . Низкотемпературную аномалию

при  $T < 7 \text{ К}$  и особенность, связанную с деформационной зависимостью активационного объема при  $T > 200 \text{ К}$ , предполагается детально обсудить в отдельной публикации.

### 3.1. Основные соотношения теории низкотемпературной пластичности в модели Пайерлса

Рассматривая пластическое течение достаточно чистого от примесей внедрения кристалла, которое происходит в условиях низких температур и контролируется термически активированным движением дислокаций через барьеры Пайерлса, необходимо учесть два обстоятельства. Во-первых, при достаточно низких температурах действующее на дислокации в активной системе скольжения эффективное напряжение  $\tau^*$  будет сопоставимо по величине с критическим напряжением  $\tau_P$  безактивационного движения. Во-вторых, при  $\tau^* < \tau_P$  перемещение дислокации на большие расстояния происходит путем термически активированного зарождения на линии дислокации критических парных кинков, последующего их расширения и аннигиляции. При таком режиме движения дислокаций роль энthalпии активации  $H(\tau^*)$  в кинетическом уравнении (2) играет половина энергии критического парного кинка и при  $\tau^* - \tau_P \ll \tau_P$  получаем [3,4,24]

$$H(\tau^*) = 0,5H_c(1 - \tau^*/\tau_P)^{5/4}. \quad (3)$$

Энергетический параметр  $0,5H_c$  имеет величину порядка энергии единичного дислокационного кинка. Точное значение этого параметра зависит от величины вектора Бюргерса  $b$  и собственной линейной энергии  $C$  (энергии линейного натяжения) дислокации, а также от дифференциальных характеристик рельефа Пайерлса  $U_P(y)$  ( $y$  — координата в направлении движения дислокации) в точке перегиба  $y_0$  для функции  $U_P(y)$ :

$$H_c = (24/5)C^{1/2}(2b\tau_P)^{5/4}|U_P''|^{-3/4}; \quad (4)$$

$$b\tau_P = [\partial U_P(y)/\partial y]_{y=y_0}, \quad U_P''' = [d^3 U_P(y)/dy^3]_{y=y_0}.$$

Здесь  $y_0$  — значение аргумента функции  $U_P(y)$ , при котором ее первая производная достигает максимума, а вторая производная равна нулю. Таким образом, при данном рассмотрении рельеф Пайерлса характеризуется тремя параметрами: периодом  $a$  потенциала  $U_P(y) = U_P(y + a)$  в направлении движения дислокации, напряжением Пайерлса  $\tau_P$  и величиной  $U_P'''$ .

Отметим, что возможны также ситуации, когда дислокация имеет ограниченную длину и ее перемещение происходит путем расширения одного пар-

ного кинка до конца дислокационной линии без аннигиляции с себе подобными. При этом роль энthalпии активации в уравнении (2) будет играть энергия парного критического кинка, а предэкспоненциальный фактор приобретает зависимость от длины дислокационной линии. Более подробно этот вопрос обсуждался в работах [2,4].

Подстановка (3) в уравнение (2) приводит к следующим выражениям для предела текучести и его скоростной зависимости:

$$\tau_0(T, \dot{\epsilon}) = \tau_{i0} + \tau_P [1 - (T/T_0)^{4/5}], \quad (5)$$

$$(\Delta\tau/\Delta \ln \dot{\epsilon})_T = (4\tau_P/5A)(T/T_0)^{4/5}, \quad (6)$$

$$A = \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}), \quad T_0 = H_c/2kA. \quad (7)$$

Здесь  $\tau_{i0}(T)$  — величина внутренних напряжений вблизи предела текучести.

### 3.2. Анализ температурных зависимостей характеристик пластичности

Соответствие данных эксперимента, показанных на рис. 1 и 2, формулам (5) и (6) в области умеренно низких температур можно проверить, если с помощью простой компьютерной программы аппроксимировать эти данные функциями вида

$$\tau_0(T) = \tau_{i0}(T) + a_1 - a_2 T^{4/5}, \quad (8)$$

$$(\Delta\tau/\Delta \ln \dot{\epsilon})_T = a_3 T^{4/5}. \quad (9)$$

В этих аппроксимациях температурные зависимости выделены в явном виде, а коэффициенты  $a_1$ ,  $a_2$ , и  $a_3$  — некоторые неявные функции скорости деформации  $\dot{\epsilon}$ .

В общем случае основные трудности в данной процедуре могут возникать в связи с необходимостью корректного учета температурной зависимости внутренних напряжений  $\tau_{i0}(T)$ , для определения которых не существует надежных прямых экспериментальных методов в условиях низких температур [26]. Поэтому в работе [22] предложен метод косвенного определения эмпирических значений функции  $\tau_{i0}(T)$  при термоактивационном анализе предела текучести, скоростной чувствительности и их производных по температуре. Использование этого метода привело к заключению, что для чистого  $\alpha$ -Ti зависимость  $\tau_{i0}(T)$  довольно слабая и связана только с температурной зависимостью модуля сдвига  $G(T)$ . Для системы скольжения  $\{10\bar{1}0\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$  она определяется зависимостью модуля сдвига  $C_{66}(T)$ , которая получена с помощью высокочастотных акустических измерений в работе [27]. При сопоставлении измеренных и вычисленных значений  $\tau_{i0}$  для  $\alpha$ -Ti повышенной чистоты (0,06 ат. % примесей внедрения) было установлено, что с прием-

лемой точностью эффективное напряжение  $\tau^* \rightarrow 0$  при  $T \approx 423$  К, т.е.  $\tau_{i0}(423 \text{ К}) \cong \tau_0(423 \text{ К})$ . Данное обстоятельство позволяет для описания зависимости  $\tau_{i0}(T)$  использовать аппроксимацию вида

$$\tau_{i0}(T) = \tau_0(423 \text{ К}) [C_{66}(T)/C_{66}(423 \text{ К})]. \quad (10)$$

Используя значения  $\tau_0(423 \text{ К}) = 25,5$  МПа (рис. 1) и результаты измерений  $C_{66}(T)$  в [27], получим значения  $\tau_{i0}(T)$ , показанные на рис. 5.

Коэффициенты  $a_1$ ,  $a_2$  и  $a_3$  в (8) и (9) зависят, вообще говоря, от скорости деформации  $\dot{\epsilon}$  и при каждом фиксированном значении  $\dot{\epsilon}$  подбираются так, чтобы графики функций (8) и (9) имели минимальное среднеквадратичное отклонение от экспериментальных точек в максимально широком температурном интервале. На рис. 6 и 7 показаны результаты аппроксимации функциями (8) и (9) экспериментальных данных по температурной зависимости эффективных напряжений  $\tau^*(T) = \tau_0(T) - \tau_{i0}(T)$  (найденных указанным выше способом с использованием рис. 1 и 5) и скоростной чувствительности  $\beta(T) = (\Delta\tau/\Delta \ln \dot{\epsilon})_T$  при значениях коэффициентов

$$a_1 = 72 \text{ МПа}, \quad a_2 = 0,74 \text{ МПа}/\text{К}^{4/5}, \\ a_3 = 0,0325 \text{ МПа}/\text{К}^{4/5}. \quad (11)$$

Видно, что на обеих зависимостях имеются достаточно протяженные участки, на которых экспериментальные данные в температурном интервале приблизительно от 7 до 150 К хорошо описываются линейными функциями от  $T^{4/5}$ .

Выполненный выше анализ позволяет заключить, что в температурном интервале 7–150 К зарегистрированные в экспериментах температурные зависимости характеристик пластичности чистого титана хорошо согласуются с предположением о термически активированном движении дислокаций через барьеры Пайерлса по механизму зарождения и аннигиляции парных кинков, а энthalпия этого процесса описывается формулами (3). Сравнение (5) и (6) с аппроксимациями (8)–(10) и использо-

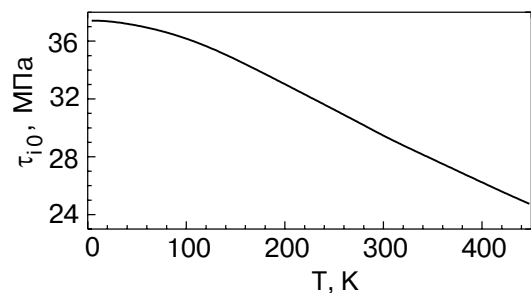


Рис. 5. Температурная зависимость внутренних напряжений  $\tau_{i0}$  вблизи предела текучести ( $\epsilon \approx 0,2$  %) для поликристаллов чистого  $\alpha$ -Ti, построенная согласно формуле (10) на основе измерений  $C_{66}(T)$  в работе [27].

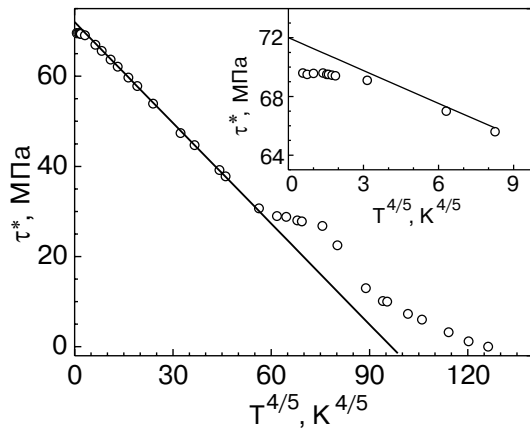


Рис. 6. Температурная зависимость эффективного напряжения  $\tau^* = \tau_0 - \tau_{i0}$  в координатах, соответствующих соотношению (5). Сплошная линия — функция  $\tau^* = 72 - 0,74 T^{4/5}$ .

вание значений коэффициентов (11) позволяет получить эмпирические оценки для нескольких параметров теории:  $\tau_P$ ,  $T_0$ ,  $A$ ,  $H_c$ ,  $\dot{\epsilon}_0$  (см. таблицу). Степень согласия теории с данными экспериментов иллюстрируют сплошные линии на рис. 1 и 2, которые представляют собой графики выражений (5) и (6), построенные с использованием этих оценок.

Таблица. Эмпирические значения параметров теории термически активированного движения дислокаций в рельефе Пайерлса для призматического скольжения  $\{1010\} \{1120\}$  в  $\alpha$ -титане при низких температурах

Параметры	Численные значения
$b$	$2,95 \cdot 10^{-10}$ м
$\tau_P$	72 МПа
$T_0$	308 К
$A$	18
$H_c$	$1,5 \cdot 10^{-19}$ Дж
$\dot{\epsilon}$	$1,8 \cdot 10^4$ с <sup>-1</sup>

Отметим, что найденное нами значение  $0,5H_c = 0,75 \cdot 10^{-19}$  Дж = 0,48 эВ близко к энергии одиночного кинка  $U_k = 0,56 \cdot 10^{-19}$  Дж, полученной в работе [11] в результате анализа экспериментальных данных по низкотемпературной пластичности  $\alpha$ -Ti более высокой чистоты (0,03 ат.% примесей внедрения).

Можно предложить еще одну иллюстрацию справедливости предположения о торможении низкотемпературного пластического течения барьерами Пайерлса в случае чистого титана и перехода к Нпримесному торможению при его легировании примесями внедрения. На рис. 7, где представлены температурные зависимости скоростной чувстви-

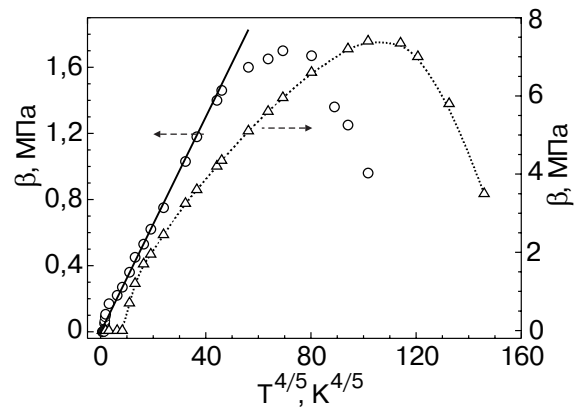


Рис. 7. Температурная зависимость скоростной чувствительности предела текучести  $\beta = (\Delta\tau/\Delta \ln \dot{\epsilon})_T$  в координатах, соответствующих соотношению (6) для титана с различной концентрацией примесей внедрения:  $\circ$  — 0,06 ат. % O + N;  $\triangle$  — 0,3 ат. % O. Сплошная линия — функция  $\beta = 0,0325 T^{4/5}$ .

тельности  $(\Delta\tau/\Delta \ln \dot{\epsilon})_T$  для чистого титана в координатах, соответствующих выражению (6), приведены также аналогичные данные для титана, содержащего 0,3 ат.% кислорода. Ранее [22] было установлено, что в титане с концентрацией кислорода более 0,2 ат.% кислорода контролирующим механизмом при умеренно низких температурах является термически активированное преодоление дислокациями примесных атомов внедрения. На этом рисунке хорошо видно согласие зависимости вида (6) с экспериментальными данными при  $7 \text{ К} < T < 150 \text{ К}$  для чистых образцов и весьма существенное отклонение от нее для легированных кислородом образцов.

Пайерлсовскому механизму торможения дислокационного потока соответствует вполне определенная зависимость активационного объема  $V^*(\tau^*)$  от действующего на дислокацию эффективного напряжения  $\tau^*$ . В интересующей нас области высоких значений  $\tau^*$  эта зависимость, согласно (1)–(3), имеет вид

$$V^*(\tau^*) = -dH(\tau^*)/d\tau^* = V^*(0)[1 - \tau^*/\tau_P]^{1/4}, \quad (12)$$

$$V^*(0) = 5H_c/8\tau_P = 3(\tau_P)^{1/2}C^{1/2}(2b)^{5/4}|U_P^*|^{-3/4}. \quad (13)$$

На рис. 8 представлены экспериментальные данные о зависимости  $V^*(\tau^*)$ , полученные с помощью рис. 4 и 6 в координатах, соответствующих формуле (12). Этот рисунок также иллюстрирует хорошее согласие экспериментальных значений активационного объема с зависимостью (12) в интервале  $32 \text{ МПа} < \tau^* < 68,5 \text{ МПа}$ , который отвечает температурному интервалу 7–150 К.



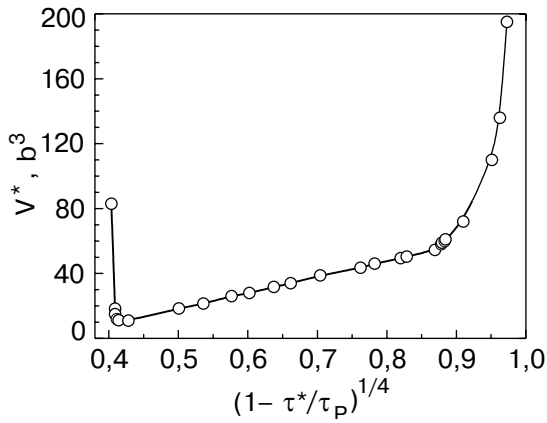


Рис. 8. Зависимость активационного объема  $V^*$  от эффективного напряжения  $\tau^*$  в координатах, соответствующих формуле (12).

В заключение данного раздела обсудим возможные причины отклонений измеренных в экспериментах характеристик пластичности чистого  $\alpha$ -Ti от теоретических зависимостей (5) и (6) вне температурного интервала 7–150 К. При деформировании образцов в условиях глубокого охлаждения  $T < 7$  К уровень эффективного напряжения  $\tau^*$  приближается к пороговому значению  $\tau_p$  безактивационного движения дислокаций. Например, на рис. 8 видно, что низкотемпературная аномалия возникает при  $(1 - \tau^*/\tau_p)^{1/4} \approx 0,41$ , что соответствует значению  $\tau^* \approx 0,97 \tau_p$ . Таким образом, естественно предположить, что появление аномалии при  $T < 7$  К связано с переходом от термоактивационного движения дислокаций через барьеры Пайерлса к чисто динамическому (надбарьерному) движению с большими скоростями. Более детальный анализ аномалии и обоснование сделанного предположения планируется сделать в отдельной публикации. Отметим только, что вопрос о возможной роли динамических эффектов, конкуренции флуктуационного и динамического режимов движения дислокаций возникает и заостряется при анализе пластического деформирования многих кристаллических материалов в условиях глубокого охлаждения. Ранее данное обстоятельство было установлено при изучении низкотемпературной аномалии пластичности чистого  $\beta$ -Sn [28] и высококонцентрированного твердого раствора Pb–In [29]. Основная причина возрастания роли динамических эффектов в процессах пластической деформации при очень низких температурах — аномально малые величины эффективных потенциальных барьеров, которые тормозят движение дислокаций в этих условиях. Для обсуждаемого здесь чистого  $\alpha$ -Ti низкотемпературная аномалия возникает при достижении эффективным напряжением значения  $\tau^* \approx 0,97 \tau_p$ , которому соответствует величина энthalпии активации порядка

$$H(\tau^* = 0,97\tau_p) \approx 1,13 \cdot 10^{-21} \text{ Дж} \approx 0,01 \text{ эВ}. \quad (14)$$

Ранее многократно обсуждалась альтернативная интерпретация низкотемпературной аномальной пластичности, основанная на представлениях о квантовых механизмах движения дислокаций через барьеры Пайерлса [4] и примесные барьеры [6]. Квантовый режим движения дислокаций также возникает вследствие понижения барьеров при высоких значениях эффективного напряжения. Для квантовой пластичности характерны атермическое поведение предела текучести  $\tau_0$  и его скоростной чувствительности  $(\Delta\tau/\Delta \ln \dot{\epsilon})_T$ , но при этом скоростная чувствительность сохраняет конечную величину. Обращение в нуль скоростной чувствительности для чистого  $\alpha$ -Ti в области температур  $T < 2$  К не позволяет использовать квантовую интерпретацию аномалии в этом случае.

В области температур  $T > 150$  К формулы (5) и (6) также приходят в противоречие с данными эксперимента для чистого  $\alpha$ -Ti. Но при интерпретации этих данных нет оснований отказываться от представлений о термически активированной пластичности и ее описания в рамках модели Пайерлса. Причина противоречия теории и эксперимента имеет более простой характер: при переходе в эту температурную область уменьшение эффективного напряжения  $\tau^*$  более чем в два раза (рис. 6) нарушает применимость выражения (3) для энthalпии активации  $H(\tau^*)$ , которое справедливо только при  $\tau_p - \tau^* \ll \tau_p$  [4,24]. Предварительный анализ показал, что использование другой аналитической аппроксимации для функции  $H(\tau^*)$ , полученной в [2,24] для значений  $\tau^* \lesssim 0,5 \tau_p$ , позволяет удовлетворительно согласовать данные эксперимента с теорией еще на некотором температурном интервале в области  $T > 150$  К. Можно утверждать, что пластичность чистого  $\alpha$ -Ti в широкой области умеренно низких температур имеет те же характерные особенности, которые ранее обнаружены при изучении  $\alpha$ -Fe [2] и  $\beta$ -Sn [3]. Эти особенности связаны с изменением закона взаимодействия кинков на дислокациях при переходе от больших к малым значениям эффективного напряжения  $\tau^*$  по мере повышения температуры деформирования.

В области температур порядка и выше комнатной пластичность чистого поликристаллического  $\alpha$ -Ti имеет дополнительную особенность, одно из проявлений которой — существенная зависимость активационного объема от деформации на начальной стадии деформирования (рис. 3). Детальный анализ и интерпретация всех особенностей пластичности  $\alpha$ -Ti в температурной области  $T > 150$  К будут выполнены в дальнейшем. Предполагается, что сопоставление особенностей пластичности, характерных для различных

температурных интервалов, позволит получить эмпирические оценки для большинства параметров теории термически активированного движения дислокаций в модели Пайерлса, а также установить форму рельефа Пайерлса  $U_P(y)$  в изучаемом материале.

#### 4. Заключение

Полученные в работе экспериментальные данные о закономерностях пластической деформации поликристаллов чистого  $\alpha$ -Ti в широкой области температур (0,5–450 К) позволяют заключить, что основным физическим фактором, определяющим пластичность этого материала, является торможение дислокаций барьерами Пайерлса.

Анализ зарегистрированных в экспериментах температурных зависимостей предела текучести  $\tau_0(T)$  и скоростной чувствительности деформирующего напряжения  $(\Delta\tau/\Delta \ln \dot{\epsilon})_T$  показал, что весь изученный температурный интервал можно разделить на три более узких интервала, в каждом из которых движение дислокаций в рельефе Пайерлса имеет свою специфику: интервал очень низких температур  $T < 7$  К; интервал умеренно низких температур  $7 \text{ К} < T < 150$  К; интервал повышенных температур  $150 \text{ К} < T < 420$  К.

В данной работе детальный термоактивационный анализ экспериментальных результатов выполнен для интервала умеренно низких температур  $7 \text{ К} < T < 150$  К. Показано, что в этих условиях пластическое течение чистого  $\alpha$ -Ti происходит в результате термически активированного преодоления дислокациями системы  $\{10\bar{1}0\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$  барьеров Пайерлса по механизму зарождения, расширения и аннигиляции парных кинков. При этом роль эффективной энергии активации играет половина энергии парного кинка, а ее зависимость от эффективного напряжения соответствует аналитической аппроксимации, полученной в работе [24] для значений напряжений, близких к критическому напряжению Пайерлса. Получены эмпирические оценки для величины напряжения Пайерлса  $\tau_P = 72$  МПа и характерной энергии критического парного кинка  $H_C = 1,5 \cdot 10^{-19}$  Дж = 0,96 эВ.

В области очень низких температур пластичность чистого  $\alpha$ -Ti имеет ярко выраженную аномалию: предел текучести не изменяется с понижением температуры (атермическая пластичность), а скоростная чувствительность деформирующего напряжения обращается в нуль (с точностью до пределов чувствительности измерительной аппаратуры). В качестве возможной причины данной аномалии обсуждается переход при понижении температуры от режима термически активированного движения дислокаций через барьеры Пайерлса к динамическому (надбарьерному) режиму.

При переходе в область повышенных температур  $T > 150$  К пластичность чистого  $\alpha$ -Ti качественно сохраняет характерные особенности, соответствующие механизму термически активированного движения дислокаций в рельефе Пайерлса. Но на начальной стадии деформации (вблизи предела текучести) активационный объем процесса деформации существенно зависит от величины деформации, что затрудняет количественную интерпретацию экспериментальных данных с использованием только модели Пайерлса, без привлечения других механизмов.

Работа выполнена в рамках целевой программы Отделения физики и астрономии НАН Украины, тема 1.4.10.1.8.

1. P. Guyot and J.E. Dorn, *Canad. J. Phys.* **45**, 983 (1967).
2. A. Seeger, *Zs. Metallkunde* **B72**, 369 (1981).
3. Г.И. Кириченко, В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, *ФММ* **63**, 386 (1987).
4. В.Д. Нацик, Г.И. Кириченко, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 965 (1996).
5. R.B. Schwarz, R.D. Isaac, and A.V. Granato, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 554 (1997).
6. Н.В. Исаев, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **18**, 911 (1992).
7. Л.Н. Загоруйко, В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, *ФНТ* **12**, 1073 (1986).
8. И.В. Гектина, Ф.Ф. Лаврентьев, В.Д. Нацик, *ЖЭТФ* **79**, 1927 (1980).
9. И.В. Гектина, Ф.Ф. Лаврентьев, В.Д. Нацик, *ФММ* **67**, 676 (1989).
10. W.R. Tyson, *Canad. Met. Quart.* **6**, 301 (1967).
11. E.D. Levine, *Trans. Metall. Soc. AIME* **236**, 1558 (1966).
12. H. Conrad, *Canad. J. Phys.* **45**, 581 (1967).
13. В.А. Москаленко, В.Н. Пупцова, *ФММ* **34**, 1264 (1972).
14. V.A. Moskalenko and V.N. Puptsova, *Mater. Sci. Eng.* **16**, 269 (1974).
15. G. Baur and P. Lehr, *J. Less-Comm. Metals* **69**, 203 (1980).
16. H. Conrad, *Cryogenics* **24**, 293 (1984).
17. S. Naka, A. Lasalmonie, P. Costa, and L.P. Kubin, *Philos. Mag.* **A57**, 717 (1988).
18. P. Biget and G. Saada, *Philos. Mag.* **A59**, 747 (1989).
19. V.A. Moskalenko, V.I. Startsev, and V.N. Kovaleva, *Cryogenics* **20**, 507 (1980).
20. A. Girshick, D.G. Pettifor, and V. Vitek, *Philos. Mag.* **A77**, 999 (1998).
21. B. Legrand, *Philos. Mag.* **A52**, 83 (1985).
22. V.N. Kovaleva, V.A. Moskalenko, and V.D. Natsik, *Philos. Mag.* **70**, 423 (1994).
23. В.А. Москаленко, В.Н. Ковалева, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 1459 (1996).
24. Б.В. Петухов, В.Л. Покровский, *ЖЭТФ* **63**, 634 (1972).

25. В.А. Москаленко, А.Р. Смирнов, В.Н. Ковалева, В.Д. Нацик, *ФНТ* **28**, 1310 (2002).
26. V.I. Dotsenko, *Phys. Status Solidi* **B54**, 99 (1979).
27. E.S. Fisher and C.J. Renken, *Phys Rev.* **135**, A482 (1964).
28. В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, Г.И. Кириченко, Л.Г. Иванченко, *ФНТ* **29**, 451 (2003).
29. Н.В. Исаев, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин, В.С. Фоменко, *ФНТ* **31**, 1177 (2005).

### The role of the Peierls relief in low-temperature plasticity of pure $\alpha$ -Ti

V.A. Moskalenko, V.D. Natsik, and V.N. Kovaleva

The low-temperature plasticity of pure (interstitial impurity O + N = 0.06 at.%) polycrystal  $\alpha$ -Ti has been studied comprehensively. The temperature dependences of yield strength, effective stress, strain-rate sensitivity of deformation stress and activation volume have been measured in the interval 0.5–450 K. The thermoactivation analysis

of the experimental results was performed using the model of activated motion of a dislocation string in the Peierls relief. It is shown that at moderate low-temperatures ( $7 \text{ K} < T < 150 \text{ K}$ ) the plastic flow is caused by the thermally activated overcoming of the Peierls barriers through the mechanism of nucleation, extension and annihilation of kinks. Empiric parameters of the theory for the prismatic slip  $\{10\bar{1}0\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$  in  $\alpha$ -Ti at low temperatures have been obtained: Peierls stress  $\tau_P = 72 \text{ MPa}$ , characteristic energy of the critical double kink  $H_c = 1.5 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 0.96 \text{ eV}$ . At  $T < 7 \text{ K}$  the plasticity of pure  $\alpha$ -Ti exhibits a distinct anomaly presumably caused by the transition from the thermally activated motion of dislocations to the dynamic (over-barrier) motion, which occurs at lowering temperature. At elevated temperatures,  $T > 150 \text{ K}$ , the plasticity of pure  $\alpha$ -Ti retains qualitatively the features corresponding to the thermally activated dislocation motion in the Peierls relief at low effective stresses.