

Тепловые эффекты и аномалии низкотемпературной пластичности кристаллов

© Г.А. Малыгин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 31 октября 1997 г.)

Теоретически обсуждается механизм появления при низких (< 30 К) температурах отклонений температурных зависимостей пределов текучести и напряжений течения, а также их скоростных коэффициентов от зависимостей, характерных для термоактивируемой пластической деформации. В настоящее время существование отклонений типа аномального снижения значений этих характеристик в указанном интервале температур объясняют влиянием инерционных эффектов на процесс преодоления дислокациями локальных барьеров. Показано, что наблюдаемые аномалии могут быть результатом развития тепловой неустойчивости пластической деформации при низких температурах. Тепловые эффекты по сравнению с инерционными позволяют непротиворечиво и в рамках одного механизма объяснить особенности пластичности кристаллов при низких температурах, включая присущий этим температурам неустойчивый, скачкообразный характер пластической деформации.

При пластическом деформировании кристаллов в интервале низких (< 30 К) температур найдено, что температурные зависимости напряжений течения τ и пределов текучести [1–4], а также их скоростных коэффициентов $\partial\tau/\partial \ln \dot{\epsilon}$ [5–7] часто отклоняются от нормального хода этих зависимостей, характерного для термоактивируемой пластической деформации (кривые 1 и 1' на рис. 1). Обнаруженные отклонения от стандартного аррениусовского вида этих зависимостей дали основание для предположений [2–7], что аномалии типа плато (кривые 2 и 2') на рассматриваемых кривых вызваны действием атермических, квантовых механизмов [2,6] преодоления дислокациями локальных барьеров, а появление резких спадов на них (кривые 3 и 3') — влиянием инерционных эффектов [8] на процесс преодоления дислокациями препятствий с коротким радиусом действия. Как и квантовые эффекты, это обеспечивает более высокую по сравнению с тепловыми флуктуациями скорость пластической деформации и соответствующее снижение деформирующих напряжений.

Хотя указанные причины позволяют в принципе объяснить аномальный вид температурных зависимостей напряжений течения при низких температурах, существует ряд фактов, которые ставят под сомнение реализацию в эксперименте этих механизмов и вызывают дискуссию. В противоречии с упомянутыми механизмами находятся следующие факты.

Атермические плато наблюдаются на температурных зависимостях пределов текучести, но отсутствуют для напряжений ниже этого предела [9]. Аналогичная ситуация имеет место и для аномалий типа резкого уменьшения величины предела текучести при снижении температуры, начиная с некоторого ее критического значения (кривая 3 на рис. 1). В [10] приведены результаты сопоставления температурных зависимостей макроскопического предела текучести [11] и напряжений сдвига при малых степенях пластической деформации ($< 10^{-4}$, опыты по внутреннему трению [10]) в монокристал-

лах алюминия. Температурная зависимость напряжений сдвига имеет нормальный вид, в то время как макроскопический предел текучести ниже 20 К демонстрирует аномальное снижение.

Очевидно, что если бы они существовали, квантовые и инерционные эффекты должны были бы проявлять себя уже на самых ранних стадиях пластической деформации, когда с препятствиями взаимодействуют отдельные дислокации, но опыт показывает их отсутствие в области микродеформаций. Аномалии появляются на температурных зависимостях пределов текучести и напряжений течения, то есть тогда, когда в кристалле идет процесс интенсивного размножения дислокаций и образования линий и полос скольжения.

Другое существенное противоречие между предполагаемой квантовой атермичностью (и дислокационной инерционностью) пластической деформации кристаллов при низких температурах состоит в том, что характерная для этих температур неустойчивость, скачкообразность деформации развивается как раз в интервалах темпе-

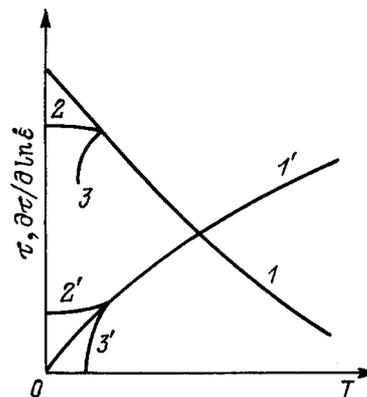


Рис. 1. Низкотемпературные аномалии на температурных зависимостях напряжений течения τ (2 и 3) и коэффициентов чувствительности напряжений течения к скорости деформации $\partial\tau/\partial \ln \dot{\epsilon}$ (2' и 3') (схема).

ратур, где на температурных зависимостях напряжений течения и их скоростных коэффициентов наблюдаются атермические плато [6,12–14] или аномальные спады [5,7,15,16]. В настоящее время есть достаточно убедительные экспериментальные [13,17,18] и теоретические [18–21] доказательства того, что нестабильность низкотемпературной деформации обусловлена ее тепловой неустойчивостью вследствие разогрева кристалла движущимися дислокациями. Это обстоятельство плохо совмещается с предполагаемым квантовым, атермическим механизмом возникновения платообразных участков на температурных зависимостях пределов текучести в рассматриваемой области температур.

Что касается инерционных эффектов как причины появления аномалий типа резкого падения значений напряжения течения при снижении температуры, то необходимо отметить, что наблюдаемая в опытах величина этого падения составляет десятки процентов [1,11,15,16]. В количественном отношении это плохо согласуется, например, с хорошо изученным сейчас эффектом снижения напряжений течения в результате перехода металла из нормального в сверхпроводящее состояние, также связанного с инерцией дислокаций. Величина этого снижения не превышает одного процента [1].

Отмеченные выше факты заставляют искать другие, альтернативные механизмы возникновения аномалий низкотемпературной пластичности кристаллов. Целью настоящей работы является выяснение роли тепловых эффектов вследствие разогрева деформируемого кристалла пластической деформацией как возможной причины появления на температурных зависимостях напряжений течения и их скоростных коэффициентов отклонений типа резкого снижения значений этих параметров после достижения некоторой критической температуры (кривые 3 и 3' на рис. 1). В работе показано, что указанные отклонения могут быть обусловлены тепловой неустойчивостью низкотемпературной деформации. Ранее было продемонстрировано [22], что появление платообразных участков на температурных зависимостях пределов текучести и их скоростных коэффициентов (рис. 1, кривые 2 и 2') связано с разогревом мест локализации деформации (линий и полос скольжения). Этот разогрев не приводит к возникновению термически нестабильной деформации, но предвещает ее появление при дальнейшем росте деформирующих напряжений [12].

1. Тепловая неустойчивость деформации

Обычные возражения против того, что тепловые эффекты играют какую-либо заметную роль в возникновении низкотемпературных аномалий прочностных свойств, состоят в том, что измеряемые на опыте тем или иным способом средние объемные разогревы деформируемых при низких температурах кристаллов довольно малы. На рис. 2 приведены экспериментальные данные по разогреву $\Delta T = T - T_0$ монокристаллов Zn [23]

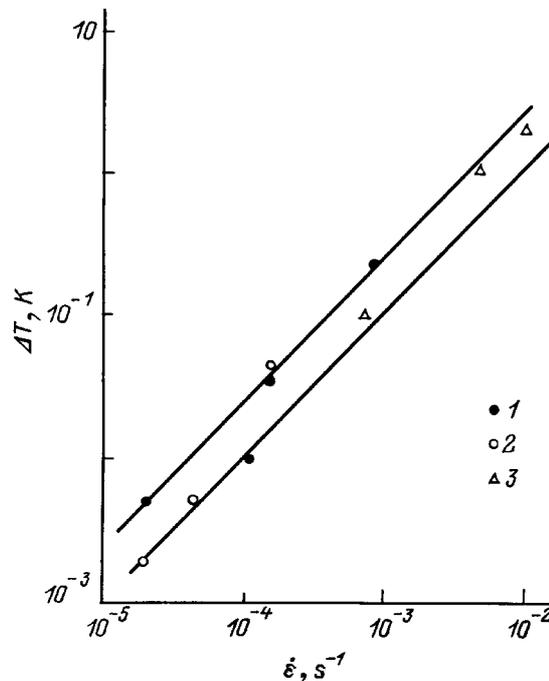


Рис. 2. Зависимость объемного разогрева кристалла ΔT от скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}$ при 0.8–4.2 К. 1 — Zn [23], 2 — Al [24], 3 — CsI — [25].

и Al [24], деформированных с разными скоростями $\dot{\epsilon}$ в жидком He³ при температурах $T_0 \approx 0.8$ –1.2 К. Величина разогрева определялась по сдвигу критической температуры перехода деформируемого кристалла из сверхпроводящего в нормальное состояние относительно критической температуры ненагруженного образца. В случае кристаллов CsI [25], деформированных при 4.2 К в жидком He⁴, величина разогрева была измерена термопарой.

Прямые на рис. 2 ограничивают область разброса экспериментальных точек. Их наклон равен единице, что согласуется с теоретической оценкой величины стационарного разогрева деформируемого с постоянной скоростью $\dot{\epsilon}$ достаточно тонкого кристалла,

$$\Delta T = \frac{\beta \tau \dot{\epsilon} d}{2h}. \quad (1)$$

В соответствии с уравнением баланса тепла

$$c \frac{\partial T}{\partial \xi} = -\frac{2h}{d}(T - T_0) + \beta \tau \dot{\epsilon} \quad (2)$$

разогрев такого кристалла существенным образом зависит также от деформирующего напряжения τ и коэффициента поверхностной теплоотдачи h [25]. В (1) и (2) T и T_0 — соответственно, температуры кристалла и охлаждающей среды, ξ — время, c — теплоемкость, β — коэффициент превращения работы пластической деформации в тепло, d — характерный поперечный размер рабочей части кристалла.

Величина стационарного разогрева кристалла ΔT определяется равновесием между скоростью диссипации энергии пластической деформацией и скоростью релаксации тепла в охлаждающую среду. Нарушение этого баланса приводит при термоактивируемом характере деформации к ее тепловой неустойчивости [18–21], что влияет на определяемые на опыте термоактивационные параметры низкотемпературной деформации и может изменить вид их температурных зависимостей.

Критерием термической неустойчивости деформации является отрицательное значение эффективного коэффициента скоростной чувствительности напряжений течения [18]

$$\left(\frac{\partial \tau}{\partial \ln \dot{\varepsilon}}\right)_{T_0} = \frac{kT}{V} \left[1 - \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln \dot{\varepsilon}}\right) \ln \frac{\nu}{\dot{\varepsilon}}\right], \quad (3)$$

где $V = -dH/d\tau^*$ — активационный объем, $H(\tau^*)$ — энергия активации, $\tau^* = \tau - \tau_0$ и τ_0 — соответственно, термическая и атермическая компоненты напряжений течения, ν — предэкспоненциальный фактор в выражении для скорости термоактивируемой пластической деформации $\dot{\varepsilon} = \nu \exp(-H/kT)$. В достаточно общей форме зависимость энергии активации от эффективного напряжения τ^* может быть записана в виде [26]

$$H(\tau^*) = H_c [1 - (\tau^*/\tau_c)^p]^q, \quad (4)$$

где постоянные H_c и τ_c и показатели степени p и q зависят от величины и характера локальных барьеров, контролирующих скорость термоактивированного движения дислокаций.

В отсутствие зависимости температуры кристалла T от скорости деформации $\dot{\varepsilon}$ температурные зависимости напряжений течения и коэффициента скоростной чувствительности напряжений согласно (4) описываются выражениями

$$\tau = \tau_0 + \tau^*, \quad \tau^* = \tau_c \left[1 - (T/T_c)^{1/q}\right]^{1/p},$$

$$T_c = \frac{H_c}{k \ln(\nu/\dot{\varepsilon})}, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial(\tau/\tau_c)}{\partial \ln \dot{\varepsilon}}\right) = \frac{kT}{V\tau_c} = \frac{1}{pq \ln(\nu/\dot{\varepsilon})}$$

$$\times \left(\frac{T}{T_c}\right)^{1/q} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{1/q}\right]^{\frac{1-p}{p}}. \quad (6)$$

При появлении зависимости T от $\dot{\varepsilon}$, то есть при разогреве кристалла пластической деформацией, тепловое разупрочнение кристалла может превысить его скоростное упрочнение (6). Это приведет к отрицательной величине эффективного коэффициента скоростной чувствительности (3) и к релаксации деформирующего напряжения, то есть к появлению скачка нагрузки на диаграммах напряжение–деформация.

С учетом нестационарности разогрева условие потери деформацией тепловой устойчивости (3) может быть записано в виде [18]

$$\left(\frac{\partial \tau}{\partial \ln \dot{\varepsilon}}\right)_{T_0} = \frac{kT}{V} \frac{h/h_k + c/c_k - 1}{h/h_k},$$

$$c_k = \frac{\beta \tau}{K + \chi} \left(-\frac{\partial \tau}{\partial T}\right)_{\dot{\varepsilon}}, \quad h_k = \frac{\beta \tau \dot{\varepsilon} d}{2T} \ln \left(\frac{\nu}{\dot{\varepsilon}}\right). \quad (7)$$

Здесь $\chi = d\tau/d\varepsilon$ — коэффициент деформационного упрочнения, K — эффективный модуль системы кристалл–нагружающее устройство. Согласно (7), скоростной коэффициент становится отрицательным, если

$$\frac{h}{h_k} + \frac{c}{c_k} < 1. \quad (8)$$

Условие тепловой неустойчивости деформации (8) хорошо подтверждается экспериментом [17–20].

2. Тепловые аномалии низкотемпературной пластичности кристаллов

Для количественного анализа температурной зависимости коэффициента (7) его удобнее записать в виде

$$\left(\frac{\partial \tau}{\partial \ln \dot{\varepsilon}}\right)_{T_0} = \frac{kT}{V} \left[1 - \left(1 - \frac{c}{c_k}\right) \frac{h_k}{h}\right]. \quad (9)$$

Необходимо учесть также, что теплоемкость и коэффициент теплоотдачи изменяются с температурой

$$c = \gamma_e T + c_m (T/T_D)^3, \quad h = h_m T^r, \quad (10)$$

где γ_e и c_m — коэффициенты соответственно электронной и фононной составляющих теплоемкости, T_D — температура Дебая. Коэффициент h_m и показатель степени r зависят от фазового состояния охлаждающей среды. Согласно (7), температурные зависимости параметров c_k и h_k определяются изменением с температурой напряжения τ (5) и коэффициента температурной чувствительности напряжений

$$\left(-\frac{\partial \tau}{\partial T}\right)_s = \frac{\tau_c}{qpT_c} \left(\frac{T_c}{T}\right)^{\frac{q-1}{q}} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{1/q}\right]^{\frac{1-p}{p}}. \quad (11)$$

Не теряя общности результатов, и для сравнения их с экспериментальными данными [7] в дальнейшем будем полагать, что в (4)–(6) и (11) $q = 3/2$, $p = 1$.

В таком случае, подставляя (5), (6), (10) и (11) в (9), получаем зависимость коэффициента скоростной чувствительности напряжений течения от температуры кристалла $t = T/T_c$ в виде

$$\left(\frac{\partial(\tau/\tau_c)}{\partial \ln \dot{\varepsilon}}\right)_{T_0} = \frac{2t^{2/3}}{3 \ln(\nu/\dot{\varepsilon})} \left\{1 - \left[1 - \frac{a_e t + a_m t^3}{1 - t^{2/3}} t^{1/3}\right] \times \frac{(1 - t^{2/3})}{a_h t^{1+r}}\right\}. \quad (12a)$$

Безразмерные параметры

$$\begin{aligned}
 a_e &= \frac{3\gamma_e T_c^2}{2\beta\tau_c} \left(\frac{K + \chi}{\tau_c} \right), \\
 a_m &= \frac{3c_m T_c}{2\beta\tau_c} \left(\frac{T_c}{T_D} \right)^3 \left(\frac{K + \chi}{\tau_c} \right), \\
 a_h &= \frac{2h_m T_c^{1+r}}{\beta\tau_c \dot{\epsilon} d \ln(\nu/\dot{\epsilon})}
 \end{aligned}
 \tag{12b}$$

определяют величину и характерную температуру отклонения температурной зависимости скоростного коэффициента от ее нормального вида. Нормальный вид этой зависимости демонстрирует кривая 1 на рис. 3, а, проведенная в соответствии с выражением, стоящим перед фигурной скобкой в (12а) при $T = T_0$. Кривая 2 на рис. 3, а демонстрирует (при $T \approx T_0$), как изменяется характер этой зависимости согласно (12), если при температурах ниже точки d теплоемкость кристалла c становится меньше критической величины c_k и начинает выполняться согласно (8) и (9) адиабатический критерий тепловой неустойчивости деформации $c < c_k$.

Следствием отклонения от нормального хода температурной зависимости скоростного коэффициента является возникновение аномалий на температурных за-

висимостях активационного объема V и параметра $H/kT_0 = \ln(\nu/\dot{\epsilon})$. Независимость последнего от температуры является свидетельством термофлуктуационного характера движения дислокаций. При термоактивационном анализе пластической деформации [26] энергии активации H и активационные объемы V находятся из выражений, в знаменателе которых стоит коэффициент скоростной чувствительности напряжений течения (9). Поэтому резкое уменьшение вследствие разогрева величины этого коэффициента вызывает аномальный рост экспериментальных значений этих параметров при снижении температуры деформирования [7].

Следующая критическая точка — это точка a на кривой 2 на рис. 3, а, когда, согласно (8) и (9), начинает выполняться кинетический критерий тепловой неустойчивости деформации $h < h_k$. Для температур левее этой точки коэффициент чувствительности напряжений течения к скорости деформации становится отрицательным и деформация приобретает нестабильный, скачкообразный характер. Согласно (8)–(10) и (12) критическая температура наступления неустойчивой деформации равна

$$T_c = \left(\frac{\beta\tau\dot{\epsilon}d}{2h_m} \ln \frac{\nu}{\dot{\epsilon}} \right)^{\frac{1}{1+r}}.
 \tag{13}$$

Из соотношения (13) следует, что величина напряжения течения τ , когда пластическая деформация теряет устойчивость, должна уменьшаться по мере снижения температуры

$$\tau = \left(\frac{2h_m T_0}{\beta\dot{\epsilon}d \ln(\nu/\dot{\epsilon})} \right)^{\frac{1}{1+r}}.
 \tag{14}$$

На рис. 3, б кривая 2 иллюстрирует отклонение деформирующих напряжений от нормального хода температурной зависимости напряжений течения (кривая 1) вследствие этого обстоятельства ($r = 0$).

3. Сравнение с экспериментом

Экспериментальные точки на рис. 3, а демонстрируют результат определения коэффициента скоростной чувствительности предела текучести в поликристаллическом титане с содержанием атомов кислорода 0.96 at.% [7]. Согласно выражению (12а), при величине параметров $a_e = 1.1$ и $a_m = 3.2 \cdot 10^3$ ($\gamma_e = 3.6 \cdot 10^2 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-2}$, $c_m = 2.1 \cdot 10^8 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$, $T_D = 415 \text{ K}$ [27], $T_c = 600 \text{ K}$, $\tau_c = 660 \text{ МПа}$, $\chi \ll K$, $K = 1.6 \cdot 10^3 \text{ МПа}$, $\beta = 0.6$) критическая температура $T_k = 0.082 T_c$ отклонения от нормального хода этой зависимости (точка d на кривой 1, рис. 3, а) определяется в основном фононной составляющей теплоемкости, $T_k/T_c \approx a_m^{-3/10} \sim \tau_c^{3/5}$. Уменьшение содержания атомов кислорода снижает величину напряжения τ_c [7], что вызывает соответствующее снижение критической температуры вплоть до $T_k \approx 1 \text{ K}$ при концентрации кислорода 0.06 at.% [7]. При столь низких температурах

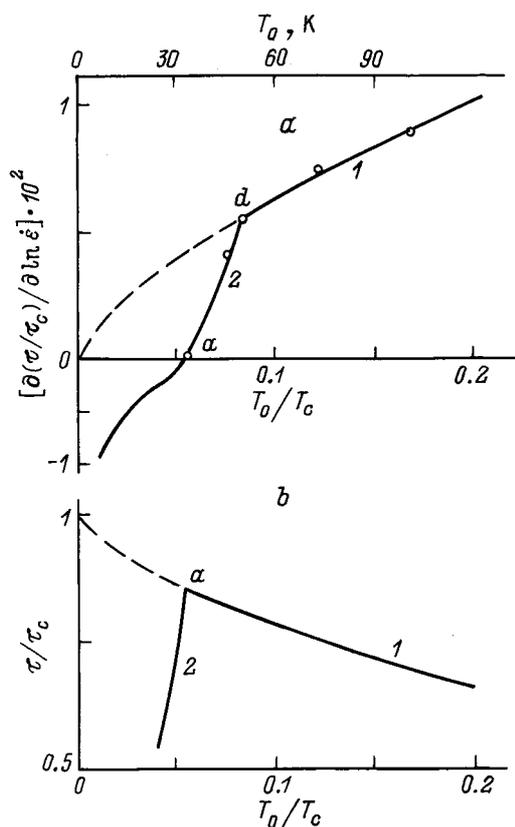


Рис. 3. Температурные зависимости скоростного коэффициента (а) и напряжений течения (б) в условиях стабильной (1) и термически нестабильной (2) деформации. Экспериментальные точки — данные [7].

критическая температура $T_k/T_c = a_e^{-3/4} \sim \tau_c^{3/2}$ зависит от электронной составляющей теплоемкости.

Кривая 2 (рис. 3, а) проведена согласно уравнению (12) при величине параметра $a_h = 11$, соответствующей значениям $\dot{\epsilon} = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $d = 4 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, $r = 0$, $h = 50 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ (обдув образца газообразным гелием [28]). Значения остальных параметров те же, что и выше. Видно достаточно удовлетворительное соответствие теплового механизма эксперименту. В [7], к сожалению, не приведены данные по отрицательным значениям рассматриваемого коэффициента, но существование неустойчивой, скачкообразной деформации в температурном интервале, где он становится отрицательным, в работе особо отмечается.

Из соотношения (13) следует, что при $r = 0$ температура, при которой скоростной коэффициент принимает нулевое значение (точка a на кривой 2), должна линейно возрастать с ростом деформирующего напряжения τ . Рис. 4 демонстрирует, что в пределах разброса экспериментальных данных это действительно имеет место. Рост деформирующего напряжения (предела текучести τ_0) вызван увеличением концентрации атомов кислорода как примеси внедрения в Ti [7]. Наклон прямой с точностью до коэффициента порядка единицы согласуется с приведенными выше параметрами низкотемпературной деформации.

В качестве еще одной иллюстрации соответствия теплового механизма эксперименту на рис. 5 приведены результаты обработки данных [29] по скачкообразной деформации нержавеющей стали 316LN в интервале температур 7–35 К. Кривая 1 (рис. 5, а) демонстрирует в согласии с теоретической кривой на рис. 3, б, что снижение температуры деформирования вызывает сильное снижение напряжения σ_k начала неустойчивой деформации при растяжении этой стали. Светлым кружком на кривой 1 обозначены температура и соответствующее

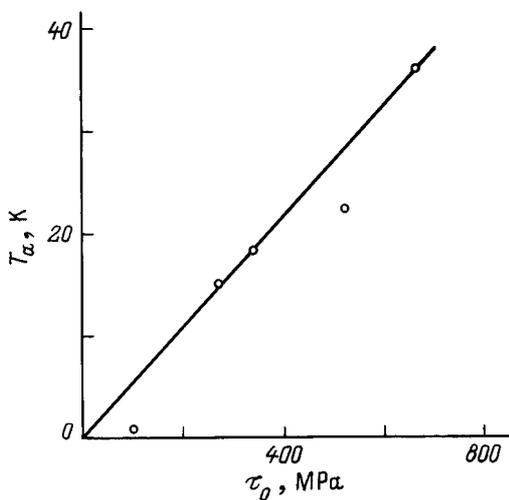


Рис. 4. Зависимость температуры T_a начала скачкообразной деформации в сплавах Ti–O [7] от предела текучести τ_0 при увеличении содержания кислорода.

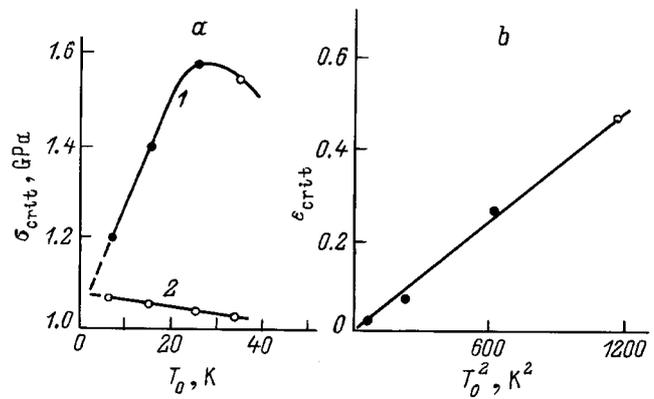


Рис. 5. Температурные зависимости критических напряжений (1, а), предела текучести (2, а) и критических деформаций (б) наступления скачкообразной деформации в стали 316LN [29].

шее напряжение, при которых на диаграмме растяжения вплоть до разрушения образца скачки деформирующего напряжения отсутствовали. Штриховым продолжением кривой 1 показано, что дальнейшее уменьшение температуры должно приводить к возникновению неустойчивой деформации при напряжениях, близких или равных пределу текучести $\sigma_{0.2}$. Кривая 2 иллюстрирует температурную зависимость этого напряжения в исследуемой стали [29]. Как видно, кривые 1 и 2 при их экстраполяции в область низких температур пересекаются при температуре, когда охлаждение образцов осуществляется жидким гелием. Поскольку коэффициент теплоотдачи в жидком гелии выше, чем в парообразном, это может привести к сильному росту напряжения начала тепловой неустойчивости деформации. Такие спады и подъемы деформирующих напряжений при изменении температуры в диапазоне 1–30 К действительно наблюдаются [1,15,16].

Интересно также отметить, что согласно критерию тепловой неустойчивости (14) при характерном для поликристаллических образцов параболическом законе упрочнения $\sigma \sim \epsilon^{1/2}$ критическая деформация наступления скачкообразной деформации ϵ_{crit} должна изменяться с температурой как $\epsilon_k \sim T_0^2$. Как видно из рис. 5, б, это действительно имеет место.

Таким образом, результаты работы показывают, что обнаруженные в эксперименте при очень низких температурах отклонения от нормального, аррениусовского хода температурных зависимостей напряжений течения и их скоростных коэффициентов (а также активационных объемов V и параметров $\ln(\nu/\dot{\epsilon})$) могут быть объяснены тепловым механизмом и не требуют привлечения для этого специфических инерционных эффектов. Получает естественное объяснение также тесная связь аномального снижения деформирующих напряжений и их скоростных коэффициентов в интервале температур $< 30 \text{ K}$ с развитием при этих температурах неустойчивой деформации.

Список литературы

- [1] В.И. Старцев, В.Я. Ильичев, В.В. Пустовалов. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. *Металлургия*, М. (1975). 327 с.
- [2] E. Kuramoto, Y. Aono, K. Kitajima, K. Maeda, S. Takeuchi. *Phil. Mag.* **A 39**, 6, 717 (1979).
- [3] T. Suzuki, H. Koizumi. *Dislocations in Solids. Proc. IX Yamada Conf. / Ed. H. Suzuki. Univ. Press, Tokyo* (1985). P. 159.
- [4] В.В. Пустовалов. *ФНТ* **15**, 9, 901 (1989).
- [5] Н.В. Исаев, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин. *ФНТ* **20**, 8, 832 (1994).
- [6] В.Д. Нацик, Г.И. Кириченко, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин. *ФНТ* **22**, 8, 965 (1996).
- [7] В.А. Москаленко, В.Н. Ковалева, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин. *ФНТ* **22**, 12, 1459 (1996).
- [8] A.I. Landau. *Phys. Stat. Sol. (a)* **65**, 1, 119 (1989).
- [9] О.В. Клявин. *Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах*. Наука, М. (1987). 257 с.
- [10] A.V. Lebedev. *J. Physique IV. Suppl. J. Physique III* **6**, 12, C8-255 (1996).
- [11] D.A. Didenko, V.V. Pustovalov. *J. Low Temp. Phys.* **11**, 1/2, 65 (1973).
- [12] В.С. Бобров, М.А. Лебедкин. *ФТТ* **35**, 7, 1881 (1993).
- [13] О.В. Клявин, Г.А. Малыгин, Ю.М. Чернов. *ФТТ* **38**, 1, 191 (1996).
- [14] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **39**, 8, 1392 (1997).
- [15] Е.Д. Табачникова, А.М. Долгин, В.З. Бенгус, Ю.В. Ефимов. *ФММ* **88**, 3, 571 (1984).
- [16] S. Saji, S. Senda, S. Hori. In: *Dislocations in Solids. Proc. IX Yamada Conf. / Ed. H. Suzuki. Univ. Press, Tokyo* (1985). P. 471.
- [17] S.N. Komnik, V.V. Demirskii. *Cryst. Res. Technol.* **19**, 6, 863 (1984).
- [18] Г.А. Малыгин. *ФММ* **40**, 3,642 (1975); **63**, 5, 864 (1987).
- [19] L.P. Kubin, Yu. Estrin. *Cryst. Res. Technol.* **19**, 6, 853 (1984).
- [20] Г.А. Малыгин. *ФММ* **81**, 3, 5 (1996).
- [21] M. Zaiser, P. Hahner. *Phys. Stat. Sol. (b)* **199**, 1, 267 (1997).
- [22] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **39**, 11, 2019 (1997).
- [23] И.В. Гектина, Ф.Ф. Лаврентьев, В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин. *ФНТ* **13**, 10, 1025 (1987).
- [24] I.N. Kuzmenko, O.A. Palagina, V.V. Pustovalov. *Phys. Stat. Sol. (a)* **74**, 1, 51 (1982).
- [25] А.В. Никифоров, О.В. Клявин. *ФТТ* **18**, 4, 1167 (1976).
- [26] U.F. Kocks, A.S. Argon, M.F. Ashby. *Prog. Mater. Sci.* **19**, 159 (1975).
- [27] *Физические величины. Справочник*. Энергоатомиздат, М. (1991). 1232 с.
- [28] Yu. Estrin, K. Tangri. *Scripta Met.* **15**, 12, 1323 (1981).
- [29] B. Obst, A. Nyilas. *Mater. Sci. Eng.* **A 137**, 1, 141 (1991).