

О кинетике скачка деформации ползучести β -олова, стимулированного сверхпроводящим переходом

В. П. Солдатов, В. Д. Нацик, Г. И. Кириченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: vsoldatov@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 5 июня 2001 г.

Изучена кинетика приращения деформации β -олова, стимулированного сверхпроводящим переходом. Эксперименты выполнены на монокристаллах высокой чистоты, которые деформировались в режиме нестационарной ползучести при температуре 1,6 К. Установлен стадийный характер процесса ползучести после N - S -перехода и проанализированы особенности зависимостей скорости деформации—деформация в пределах каждой стадии. Предложена интерпретация экспериментальных результатов, основанная на кинковом механизме движения дислокаций через барьеры Пайерлса с учетом влияния на зарождение кинков квантовых флуктуаций и электронного трения.

Вивчено кінетику приросту деформації β -олова, стимульованого надпровідним переходом. Експерименти виконано на монокристалах високої чистоти, які деформувалися у режимі нестационарної повзучості при температурі 1,6 К. Встановлено стадійний характер процесу повзучості після N - S -переходу і проаналізовано особливості залежностей швидкості деформації—деформація в межах кожної стадії. Запропоновано інтерпретацію експериментальних результатів, котра базується на кінковому механізмі руху дислокацій через бар'єри Пайєрлса з врахуванням впливу на зародження кінків квантових флуктуацій і електронного тертя.

PACS: 62.20.Hg, 74.25.Ld

Введение

Переход металлического сверхпроводника из нормального в сверхпроводящее состояние (N - S -переход) в процессе низкотемпературной ползучести сопровождается резким приростом ее скорости и деформации [1,2]. Такая реакция ползучести на смену электронного состояния — одно из проявлений эффекта пластификации (разупрочнения) металла сверхпроводящим переходом [3,4]. Изучение этого эффекта дает уникальную возможность выяснения роли электронов проводимости в процессах низкотемпературной пластичности металлов.

В настоящее время общепринятой считается точка зрения, что первопричиной эффекта повышения пластичности металла при N - S -переходе является резкое уменьшение электронного трения дислокаций вследствие куперовской конденсации электронов проводимости. Однако последовательное описание эффекта должно учитывать наряду

с влиянием сверхпроводящего перехода на вязкое трение дислокаций еще два важных обстоятельства: специфику протекания дислокационных процессов в условиях различных видов механических испытаний (ползучесть, активная деформация, релаксация напряжений); тип и величину барьеров, контролирующих подвижность дислокаций на макроскопических длинах пробега (барьеры Пайерлса, локальные примесные барьеры, крупномасштабные внутренние напряжения).

Попытки учета отдельных сторон названных выше усложняющих обстоятельств при теоретической интерпретации эффекта пластификации привели к формулировке нескольких, отличающихся друг от друга в деталях, моделей и механизмов влияния электронов проводимости на кинетику пластической деформации: динамических [4–6], квазидинамических [7–9], термофлуктуационных [10], термоинерционных [11] и квазистатических [12–14]. Как правило, каждая мо-

дель по-своему трактовала влияние куперовской конденсации электронов на кинетику преодоления барьеров, препятствующих скольжению дислокаций, и величину обусловленных этим влиянием эффектов. Наряду с этим уже на первом этапе исследования эффекта пластификации предпринимались попытки выделить в указанном спектре основную модель, в рамках которой могла бы получить непротиворечивое объяснение вся совокупность наблюдаемых явлений. Однако по мере накопления экспериментальных данных становилось все более очевидным, что в таком сложном процессе, каким является пластическая деформация, вряд ли можно рассчитывать на существование универсальной модели. Более реалистичной представлялась ситуация, учитывающая вступление в «игру» по мере развития деформационного процесса разных механизмов разупрочнения и их комбинаций.

В связи с этим важное значение приобретает экспериментальная оценка роли и эффективности предложенных механизмов разупрочнения в реальных деформационных процессах, получение информации об их иерархии и относительной роли на разных этапах пластического течения. Данная задача особенно актуальна в отношении тех металлических сверхпроводников, для которых известен тип барьеров, тормозящих скольжение дислокаций при низких температурах. Примером могут служить монокристаллы β -олова, деформируемые по системе скольжения $(100) \langle 010 \rangle$: в этом случае роль таких барьеров играет потенциальный рельеф Пайерлса, а пластическая деформация осуществляется путем простого элементарного акта — зарождения и последующего разбегаания вдоль дислокационных линий парных кинков [15,16].

Чистые монокристаллы β -олова (99,9995%), ориентированные для преимущественного скольжения в системе $(100) \langle 010 \rangle$, сохраняют высокую пластичность и плавное течение вплоть до температуры 0,5 К, что делает их уникальными объектами для исследования низкотемпературных механизмов деформации в кристаллах с высокими барьерами Пайерлса. Совместное влияние квантовых и тепловых флуктуаций, а также электронного трения на движение дислокаций через барьеры Пайерлса в сверхпроводящем и нормальном β -олове в условиях активной деформации было детально изучено в работе [16].

Кинетика движения дислокаций и её изменение при N - S -переходе в условиях низкотемпературной ползучести имеет свои специфические особенности, проявление которых в монокристаллах

олова высокой чистоты впервые было зарегистрировано в [17]. Цель настоящей работы — экспериментальное изучение и анализ временной зависимости «скачка» деформации ползучести, вызываемого сверхпроводящим переходом в монокристаллических образцах чистого β -олова при температуре 1,6 К. Показано, что наблюдаемое в чистом β -олове скачкообразное приращение деформации при N - S -переходе имеет стадийный характер и обязано протеканию двух последовательно сменяющих друг друга дислокационных процессов динамической и флуктуационной природы.

1. Методика эксперимента

Монокристаллы для исследований выращивали из сырья чистотой 99,9995% модифицированным методом Бриджмена партиями по 10 штук от одной заправки [18]. Они имели форму двойных лопаток (под захваты деформационной машины) с рабочей частью прямоугольного сечения размерами $25 \times 5 \times 1,5$ мм. Продольная ось образцов совпадала с направлением $\langle 110 \rangle$, что обеспечивало максимально благоприятные условия для скольжения в системе $(100) \langle 010 \rangle$.

Деформируемые образцы располагались внутри сверхпроводящего соленоида и растягивались в режиме ползучести при температуре $1,6 \text{ К} < T_c$ ($T_c = 3,72 \text{ К}$ — температура перехода олова в сверхпроводящее состояние). Состояние электронной подсистемы в образце изменялось путем включения (нормальное состояние) или выключения (сверхпроводящее состояние) продольного магнитного поля соленоида напряженностью $H > H_c$ ($H_c = 309 \text{ Гс}$ — критическое поле разрушения сверхпроводимости).

Деформирующее напряжение на образце увеличивали ступенчатым образом небольшими порциями $\Delta\tau = 0,1$ – $0,4$ МПа. Приращения деформации $\Delta\varepsilon(t)$, отвечавшие каждому приросту напряжения, автоматически записывали на электронном потенциометре ЭПП-09, совмещенном с высокочувствительным датчиком, фиксировавшим относительное изменение длины образца с точностью $5 \cdot 10^{-5}$. Одновременно сигнал деформации поступал на быстросрабатывающий двухкоординатный самописец Н 370/1, где после дополнительного усиления в 2–16 раз разворачивался во времени со скоростью, задаваемой скоростью перемещения каретки самописца. Последнюю можно было регулируемым образом изменять в пределах $2 \cdot 10^{-2}$ – 4 см/с .

До достижения предела текучести τ_0 образец деформировали в нормальном состоянии. Приросты деформации, отвечавшие приложенным

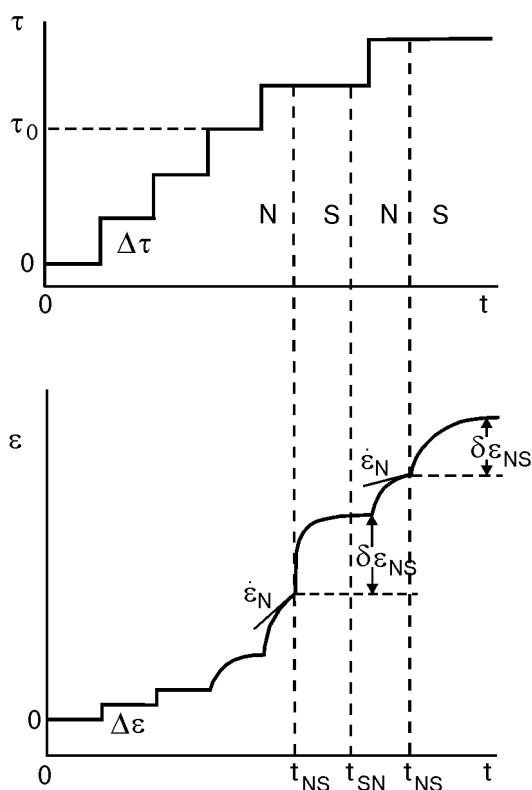


Рис. 1. Схема нагружения $\tau(t)$ и деформирования $\epsilon(t)$ образцов в условиях многократных $N-S$ -переходов.

порциям нагрузки на этой стадии, обеспечивали упругое изменение формы образца, чему соответствовал специфический (Г-образный) характер кривых приращения деформации $\Delta\epsilon(t)$ и отсутствие чувствительности к $N-S$ -переходу (см. рис. 1). После достижения предела текучести τ_0 на кривых ползучести появлялась хорошо выраженная неустановившаяся стадия, соответствовавшая развитию пластическому течению. В момент достижения на кривых ползучести в нормальном состоянии некоторого заданного значения скорости деформации $\dot{\epsilon}_N$ образец переводился в сверхпроводящее состояние. Сопутствующая такому переходу дополнительная деформация $\delta\epsilon_{NS}(t)$ записывалась как на грубом, так и на чувствительном (в режиме быстрой развертки) самописцах (рис. 2–4). Такие переходы осуществлялись при разных значениях скорости ползучести $\dot{\epsilon}_N$ и разных степенях полной деформации образца ϵ , а полученные при этом кривые $\delta\epsilon_{NS}(t)$ подвергались компьютерной обработке и анализу.

2. Результаты экспериментов

Влияние сверхпроводящего перехода на процесс нестационарной ползучести образцов олова иллюстрирует рис. 2, а. При качественном («грубом») описании эффекта можно говорить о резком (почти мгновенном) увеличении скорости ползучести $\delta\dot{\epsilon}_{NS} = \dot{\epsilon}_S - \dot{\epsilon}_N$ в момент $N-S$ -перехода (t_{NS}) и последующем быстром (почти скачкообразном) приращении деформации $\delta\epsilon_{NS}(t)$. Однако быстрая развертка кривой ползучести $\epsilon(t)$ позволяет выявить стадийный характер протекания деформации после $N-S$ -перехода (рис. 2, б). Для характеристики стадийности приращения «скачка» деформации $\delta\epsilon_{NS}(t)$ можно выделить следующие характерные моменты времени:

t_{NS} — момент перехода образца в сверхпроводящее состояние, автоматически фиксируемый при выключении магнитного поля;

t_m — момент достижения максимального значения $\max \dot{\epsilon}_S$ скорости деформации в S -состоянии;

t_f — момент начала резкого уменьшения скорости ползучести в S -состоянии, который соответ-

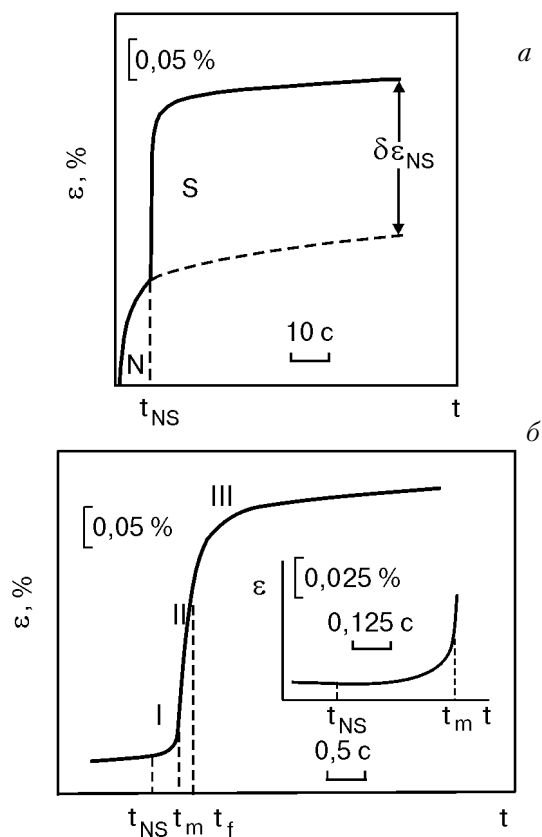


Рис. 2. Влияние однократного $N-S$ -перехода на кривую ползучести образцов β-олова: а — приращение деформации $\delta\epsilon_{NS}(t)$ при медленной развертке; б — быстрая развертка прироста деформации в скачке; t_{NS} , t_m и t_f — границы разных стадий прироста деформации.

ствуется изменению характера временного закона ползучести.

На стадии I (от t_{NS} до t_m) деформация протекает с некоторой задержкой по отношению к $N-S$ -переходу, но в конце стадии происходит с быстро нарастающей скоростью (см. вставку на рис. 2,б). Достигнув максимального значения, скорость ползучести начинает затухать, но степень затухания существенно различна на интервалах $t_m < t < t_f$ (стадия II) и $t > t_f$ (стадия III).

Следует отметить, что продолжительность стадий I и II зависит от условий протекания пластической деформации перед $N-S$ -переходом, например, от величины скорости ползучести $\dot{\epsilon}_N$ в момент t_{NS} и величины полной деформации ϵ , накопленной к этому моменту времени в образце. В частности, при определенных условиях продолжительность каждой из этих стадий в отдельности может быть настолько малой, что соответствующую стадию можно считать практически отсутствующей. Различные типы временной зависимости $\delta\epsilon_{NS}(t)$ приведены на рис. 3 и 4.

На рис. 3 показана скоростная развертка приращений деформации $\delta\epsilon_{NS}(t)$ для существенно различных значений скорости ползучести $\dot{\epsilon}_N$ в нормальном состоянии, но при близких значениях суммарной деформации образца, предшествовавшей переходу (кривые вызывались последовательно друг за другом). При $\dot{\epsilon}_N = 2 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ (кривая 1) стадия задержки I практически отсутствует, а

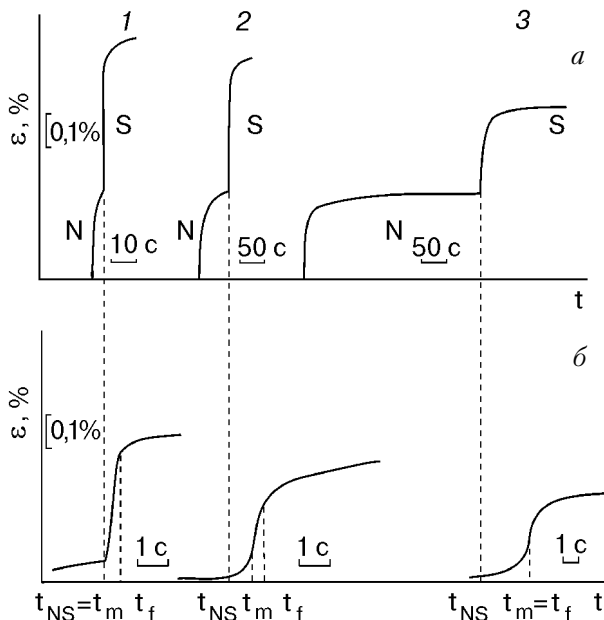


Рис. 3. Влияние скорости ползучести $\dot{\epsilon}_N$, предшествующей переходу образца из нормального в сверхпроводящее состояние, на кинетику прироста деформации в скачке $\delta\epsilon_{NS}(t)$: медленная (а) и быстрая (б) развертки скачка.

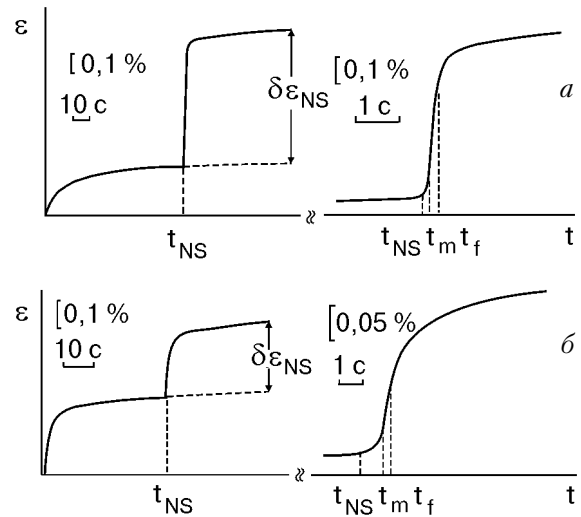


Рис. 4. Влияние суммарной деформации образца, предшествующей $N-S$ -переходу, на кинетику прироста деформации ползучести в скачке: а — вблизи предела текучести, б — вблизи деформации разрушения.

большая часть деформации в скачке накапливается на протяжении стадии II и лишь малая ее доля приходится на стадию III. Уменьшение скорости $\dot{\epsilon}_N$ до значения $6 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ вызывает появление задержки, уменьшение деформации на стадии II и рост ее доли на стадии III (кривая 2). И наконец, дальнейшее уменьшение $\dot{\epsilon}_N$ до величины $2 \cdot 10^{-6} \text{ c}^{-1}$ приводит к значительному росту стадии I и практически полному исчезновению стадии II.

На рис. 4 показаны приращения $\delta\epsilon_{NS}(t)$ при одинаковых значениях скорости $\dot{\epsilon}_N$, но при сильно отличающихся степенях предварительной деформации: вблизи предела текучести (рис. 4,а) и при деформациях, близких к разрушению образца (рис. 4,б). Рост степени предварительной деформации приводит к значительному уменьшению величины скачка $\delta\epsilon_{NS}$ и всех его составляющих при заметном расширении временного интервала переходной стадии I.

Приведенные результаты дают основание предположить, что кинетика пластической деформации в скачке, инициированном $N-S$ -переходом, определяется несколькими процессами, формирующими стадийный характер приращения $\delta\epsilon_{NS}(t)$. Роль этих процессов может меняться под воздействием различных факторов и вызывать соответствующие изменения в характере временной зависимости скачка $\delta\epsilon_{NS}(t)$. Наблюдаемое влияние скорости и степени предварительной деформации на стадийность скачка является, по-видимому, отражением этого обстоятельства.

3. Обсуждение результатов

Обсудим возможные процессы, ответственные за появление отдельных стадий прироста деформации $\delta\epsilon_{NS}(t)$ после N - S -перехода, основываясь на общих закономерностях дислокационной кинетики пластического течения олова и следствиях, вытекающих из этих закономерностей.

3.1. Первая стадия

Согласно [18], появление первой (переходной) стадии в развитии прироста деформации $\delta\epsilon_{NS}(t)$ обусловлено изменением режима флуктуационного движения дислокаций через барьеры вследствие внезапного изменения электронного торможения. При нарушениях стационарного режима течения дислокационного потока характерное время установления нового стационарного режима (т.е. время релаксации для поступательного движения дислокаций) должно иметь порядок величины среднего времени преодоления дислокацией отдельного барьера. Определенное таким образом время задержки $t_d = t_m - t_{NS}$ является функцией эффективного напряжения τ_N^* перед сменой состояния образца, скорости деформации $\dot{\epsilon}_N$, предшествующей N - S -переходу, и разности или отношения коэффициентов электронного трения дислокаций в нормальном и сверхпроводящем состояниях B_N и $B_S = 2B_N[1 + \exp(\Delta/kT)]^{-1}$ ($\Delta = \Delta(T)$ — энергетическая щель сверхпроводника)*.

Экспериментально явление задержки скачка деформации было впервые обнаружено при изучении эффекта разупрочнения в монокристаллах свинца и индия в работах [20,21], а в [21] было показано, что поведение этого параметра хорошо описывается теорией задержки, развитой в [19]. Естественно предполагать, что и в случае олова наличие первой стадии на зависимости $\delta\epsilon_{NS}(t)$ можно связать с протеканием переходного процесса, на протяжении которого осуществляется переход ансамбля подвижных дислокаций от стационарного режима движения дислокаций в нормальном состоянии к стационарному режиму в сверхпроводящем состоянии. Используем это предположение для интерпретации явления задержки, наблюдаемого в данном исследовании.

Скорость пластической деформации чистого (беспримесного) монокристалла β -олова контролируется потенциальным рельефом Пайерлса, а пластическое течение происходит благодаря про-

цессам зарождения, динамического расширения и аннигиляции парных кинков на дислокациях [15,16]. Действие кинкового механизма обеспечивает перемещение дислокационной линии из одной канавки пайерлсовского рельефа в другую под действием эффективного напряжения $\tau^* = \tau - \tau_i(\epsilon)$; здесь τ — деформирующее напряжение, $\tau_i(\epsilon)$ — характерная величина внутренних напряжений, которая возрастает по мере увеличения пластической деформации ϵ . В этом случае роль времени релаксации для поступательного движения дислокаций играет среднее время перемещения дислокационной линии через отдельный барьер рельефа Пайерлса.

В условиях весьма низкой температуры кристалла $T = 1,6$ К, реализованной в наших экспериментах, ползучесть происходит под действием эффективных напряжений τ^* , имеющих величину порядка напряжения Пайерлса τ_P , а зарождение парных кинков на дислокациях определяется преимущественно квантовыми флуктуациями (эффектом квантовомеханического туннелирования) при слабом (практически пренебрежимом) влиянии термической активации. Зависимость средней скорости стационарного движения дислокаций V от эффективного напряжения τ^* описывается в этом случае выражением [16]

$$V(\tau^*) = a \left(\frac{v_0 v_k}{b} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{Q_0}{2s_0} \left(\delta_\tau + \delta_\tau^{3/4} \frac{\Theta_B}{\Theta_P} \right) \right],$$

$$\delta_\tau = 1 - \frac{\tau^*}{\tau_P}. \quad (1)$$

Здесь a и b — соответственно период рельефа Пайерлса и величина вектора Бюргера дислокации; Q_0 — параметр квазиклассичности для процесса туннельного зарождения парных кинков; v_0 — характерная частота колебаний дислокации в долине рельефа Пайерлса; Θ_P и Θ_B — соответственно характеристическая температура, связанная с нулевыми колебаниями дислокации в долине рельефа Пайерлса и демпфированием таких колебаний электронной вязкостью; v_k — скорость движения дислокационного кинка вдоль линии дислокации; $s_0 \approx 0,9$ — численный параметр. Показатель экспоненты в (1) записан в линейном приближении по малому параметру Θ_B/Θ_P , который для олова в нормальном состоянии имеет

* Данное объяснение стадии задержки, строго говоря, предполагает, что в экспериментах момент перехода образца в сверхпроводящее состояние регистрируется с большой точностью. В противном случае возможны ситуации, когда некоторую часть времени задержки составляет время выхода из образца магнитного потока.

величину порядка 0,1 и резко уменьшается при переходе в сверхпроводящее состояние.

В работе [16] также показано, что при стационарном туннельном движении в рельефе Пайерлса макроскопического потока дислокаций плотностью ρ связь между эффективным напряжением τ^* и скоростью пластической деформации $\dot{\epsilon} = \rho b V(\tau^*)$ определяется соотношениями

$$\delta_{\tau} = \frac{2s_0 A}{Q_0} \left[1 - \left(\frac{Q_0}{2s_0 A} \right)^{1/4} \frac{\Theta_B}{\Theta_P} \right], \quad (2)$$

$$A = \ln \left[\frac{ab\rho}{\dot{\epsilon}} \left(\frac{v_0 v_k}{b} \right)^{1/2} \right].$$

Для фигурирующих в формулах (1) и (2) параметров теории в [16] получены следующие эмпирические оценки: $Q_0 = 500$, $\Theta_P = 3,3$ К, в нормальном состоянии $\Theta_B = \Theta_{B_N} = 0,4$ К. Кроме того, отметим, что характеристическая температура Θ_B пропорциональна, а скорость кинка v_k обратно пропорциональна коэффициенту электронного трения дислокации B , поэтому значения этих величин в нормальном ($\Theta_B = \Theta_{B_N}$, $v_k = v_{kN}$) и сверхпроводящем ($\Theta_B = \Theta_{B_S}$, $v_k = v_{kS}$) состояниях при одинаковых значениях эффективного напряжения $\tau_N^* = \tau_S^*$ связаны соотношениями

$$\frac{\Theta_{B_N}}{\Theta_{B_S}} = \frac{v_{kS}}{v_{kN}} = \frac{1 + \exp(\Delta/kT)}{2}. \quad (3)$$

Следуя изложенным выше соображениям, будем рассматривать в качестве времени задержки t_d среднее время перемещения дислокации между долинами рельефа Пайерлса $t_d = a/V$ в сверхпроводящем состоянии ($\Theta_B = \Theta_{B_S}$, $v_k = v_{kS}$) под действием эффективного напряжения τ_N^* , которое установилось к моменту времени t_{NS} . Значения параметра $\delta_{\tau} = \delta_{\tau N}$, соответствующие величине τ_N^* , определяются формулами (2), в которых следует полагать $\Theta_B = \Theta_{B_N}$, $v_k = v_{kN}$ и $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_N$. Таким образом, из формулы (1) получаем следующее выражение для времени задержки:

$$t_d = \left(\frac{b}{v_0 v_{kS}} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{Q_0}{2s_0} \left(\delta_{\tau N} + \delta_{\tau N}^{3/4} \frac{\Theta_{B_S}}{\Theta_P} \right) \right]. \quad (4)$$

Так как $\Theta_{B_S} \ll \Theta_{B_N} \ll \Theta_P$, то при оценках величины $\delta_{\tau N}$ по формуле (2) и показателя экспоненты в формуле (4) вкладом электронного трения можно пренебречь. В этом приближении $Q_0 \delta_{\tau N} = 2s_0 A_N$, а для времени задержки получим

простое выражение, определяющее его зависимость от скорости деформации $\dot{\epsilon}_N$ и плотности дислокаций ρ :

$$t_d = \frac{ab\rho}{\dot{\epsilon}_N} \left(\frac{v_{kN}}{v_{kS}} \right)^{1/2} = ab \left[\frac{1 + \exp(\Delta/kT)}{2} \right]^{-1/2} \frac{\rho}{\dot{\epsilon}_N}. \quad (5)$$

Формула (5) дает качественную оценку для времени задержки и объяснение двум особенностям, зарегистрированным в экспериментах:

– обратно пропорциональная зависимость t_d от $\dot{\epsilon}_N$ объясняет увеличение длительности стадии задержки I при уменьшении скорости ползучести $\dot{\epsilon}_N$ перед N - S -переходом;

– увеличение длительности стадии I при больших степенях деформации можно интерпретировать как следствие роста плотности дислокаций ρ .

3.2. Вторая и третья стадии

Эксперимент показывает, что стадия II на приращении $\delta\epsilon_{NS}(t)$ деформации ползучести после сверхпроводящего перехода проявляется наиболее ярко при достаточно больших значениях скорости ползучести $\dot{\epsilon}_N$, когда стадия I становится пренебрежимо малой. Таким значениям $\dot{\epsilon}_N$ соответствуют значения эффективного напряжения τ_N^* , весьма близкие к величине напряжения Пайерлса τ_P . Естественно предположить, что в этих условиях существенное увеличение скорости отдельных дислокаций в результате N - S -перехода нарушает устойчивость туннельного режима течения дислокационного потока и переводит существенную часть дислокаций в режим динамического надбарьерного течения. Такому «срыву» туннельного течения при N - S -переходе способствуют два обстоятельства: существенная неоднородность внутренних напряжений τ_i в объеме образца, в результате которой в отдельных областях $\tau^* = \tau - \tau_i \geq \tau_P$ и дислокации движутся в динамическом режиме даже до N - S -перехода; инерционные эффекты, роль которых сильно возрастает в сверхпроводящем состоянии [22].

Таким образом, наличие при больших $\dot{\epsilon}_N$ стадии II с большими значениями скорости ползучести $\delta\dot{\epsilon}_{NS}$ может оказаться результатом реализации на протяжении некоторого интервала времени $t_f - t_m$ режима высокоскоростного надбарьерного движения дислокационного потока. Однако этот интервал времени должен иметь конечную величину, так как в результате деформационного упрочнения внутренние напряжения возрастают по мере приращения деформации, что приводит к уменьшению эффективного напряжения и возвра-

ту дислокационного потока снова в туннельный режим течения (стадия III при $t > t_f$).

Для сопоставления изложенных выше соображений с экспериментальными данными необходимо отдельно рассмотреть временные зависимости деформации ползучести $\delta\epsilon_{NS}(t)$ для режимов туннельного и динамического движения дислокаций. В режиме туннельного движения зависимость средней скорости дислокации $V(\tau^*)$ от эффективного напряжения определяется соотношением (1), а для динамического режима эта зависимость имеет вид

$$V(\tau^*) = \frac{b\tau^*}{B}. \quad (6)$$

Хорошо известно, что аналитическое описание процесса низкотемпературной ползучести $\epsilon(t)$ сводится к решению основного кинетического уравнения дислокационной пластичности

$$\dot{\epsilon} = \rho b V [\tau - \tau_i(\epsilon)], \quad (7)$$

в котором для зависимости $\tau_i(\epsilon)$ используется линейная аппроксимация

$$\tau_i(\epsilon) = \tau_{i0} + \kappa\epsilon. \quad (8)$$

Здесь κ — коэффициент упрочнения; τ_{i0} — величина внутренних напряжений, соответствующая началу кривой ползучести.

Ползучесть, обусловленная динамическим движением дислокаций, согласно соотношениям (6)–(8), описывается уравнением

$$\dot{\epsilon}(t) = \frac{\rho b^2 \tau_0^*}{B} - \frac{\rho b^2 \kappa}{B} \epsilon(t), \quad \tau_0^* = \tau - \tau_{i0}. \quad (9)$$

В этом же приближении для туннельного режима ползучести из соотношений (1), (2), (7) и (8) получаем уравнение

$$\ln \dot{\epsilon}(t) = \ln \left\{ \frac{\rho a \sqrt{bv_0 v_k}}{\exp[(Q_0/2s_0)(\delta_{\tau_0} + \delta_{\tau_0}^{3/4} \Theta_B/\Theta_P)]} \right\} - \frac{\kappa Q_0}{2s_0 \tau_P} \epsilon(t), \quad \delta_{\tau_0} = 1 - \frac{\tau_0^*}{\tau_P}. \quad (10)$$

Как отмечалось выше, стадия II на зависимости $\delta\epsilon_{NS}(t)$ наиболее ярко выражена при достаточно больших значениях ϵ_N , когда стадия I практически отсутствует (рис. 3,а). Численное дифференцирование зависимости $\delta\epsilon_{NS}(t)$ в этом случае приводит

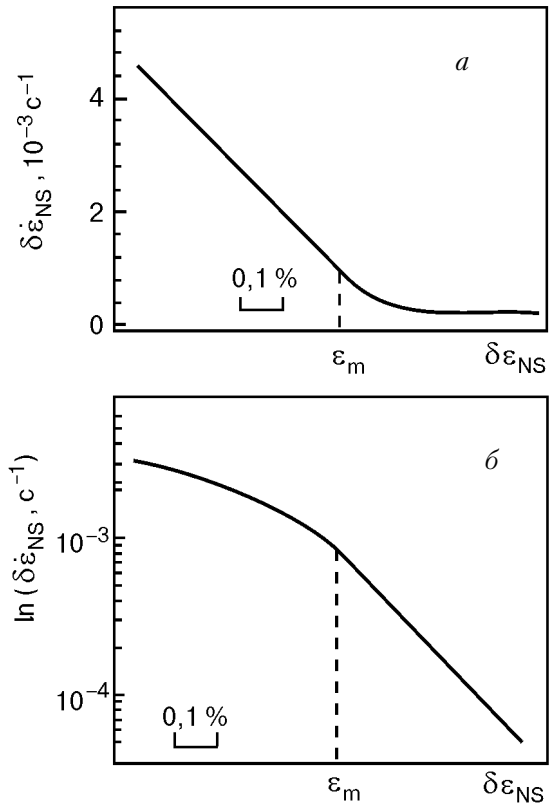


Рис. 5. Экспериментальные кривые $\delta\epsilon_{NS}(t)$, построенные в координатах: $\delta\epsilon_{NS} - \delta\epsilon_{NS}$ (а) и $\ln(\dot{\delta\epsilon}_{NS}) - \delta\epsilon_{NS}$ (б).

к графикам кривой ползучести в координатах $\dot{\delta\epsilon}_{NS} - \delta\epsilon_{NS}$ и $\ln \dot{\delta\epsilon}_{NS} - \delta\epsilon_{NS}$, приведенным на рис. 5. На рис. 5,а показаны двухстадийный характер кривой ползучести и линейная связь скорости ползучести с деформацией на стадии II ($t_{NS} < t < t_f$), соответствующая уравнению динамической ползучести (9). На рис. 5,б видно, что для времени $t > t_f$ ($\delta\epsilon_{NS} > \epsilon_f$) логарифм скорости ползучести изменяется пропорционально деформации, следовательно, на стадии III приращение деформации описывается уравнением туннельной ползучести (10).

Результаты выполненного выше анализа дают возможность заключить, что прирост деформации $\delta\epsilon_{NS}(t)$ на второй и третьей стадиях осуществляется двумя последовательно сменяющимися друг друга процессами:

- динамическим скольжением дислокаций, возникающим в результате резкого понижения электронного торможения в условиях, когда $\tau_N^* \rightarrow \tau_P$ и туннельный режим движения теряет устойчивость;

- туннельным скольжением дислокаций, которое восстанавливается в результате деформационного упрочнения.

Прирост деформации на стадии II определяется решением уравнения (9), а на стадии III — решением уравнения (10). Однако при аналитическом описании этих стадий следует проявлять определенную осторожность: вообще говоря, нет оснований считать, что эффективные значения параметров ρ и k имеют для обеих стадий одинаковые величины.

В заключение данного раздела отметим, что формула (5), описывающая время задержки, и уравнение (10), описывающее процесс флуктуационной ползучести, получены для предельного случая чисто квантового движения дислокаций через барьеры Пайерлса. Предполагается, что подвижность дислокаций определяется только туннельным зарождением парных кинков при полном пренебрежении влиянием на этот процесс тепловых флуктуаций. В этом предельном случае зависимость характеристик ползучести от температуры появляется только в сверхпроводящем состоянии металла благодаря температурной зависимости коэффициента электронного трения дислокаций $B_S(T)$. В настоящей работе такой подход оправдан использованием результатов теории [16] для интерпретации экспериментов, выполненных при температуре $T = 1,6$ К, которая заметно ниже характеристической квантовой температуры $\Theta_p = 3,3$ К. Можно ожидать, что при более высоких температурах стадийность скачка ползучести после N - S -перехода $\delta\epsilon_{NS}(t)$ и характеристики отдельных стадий будут проявлять значительную температурную чувствительность, связанную не только с зависимостью $B_S(T)$, но и с возрастающим влиянием тепловой активации на процесс зарождения дислокационных кинков. В теории, развитой в работе [16], все необходимые предпосылки для описания такой чувствительности имеются.

Следует отметить также, что стадийность кривой ползучести может наблюдаться не только после стимулирующего влияния на ползучесть сверхпроводящего перехода, но и после быстрого приложения к образцу достаточно больших по величине механических догрузок $\Delta\tau$. Нет сомнений, что изучение тонких деталей кривых низко-температурной нестационарной ползучести дает возможность получить весьма интересную и содержательную информацию о микроскопических механизмах, определяющих подвижность дислокаций.

Авторы предполагают продолжить изучение намеченной здесь проблемы в последующих работах.

4. Заключение

В настоящей работе получены новые экспериментальные данные о влиянии сверхпроводящего перехода на кинетику пластической деформации металла (чистого β -олова) в условиях нестационарной ползучести. Показано, что N - S -переход при постоянной температуре $T = 1,6$ К $< T_c$, осуществляемый выключением магнитного поля $H > H_c$, приводит к резкому нарастанию деформации ползучести $\delta\epsilon_{NS}(t)$, при этом «скачок» $\delta\epsilon_{NS}(t)$ имеет стадийный характер. В общем случае на зависимости $\delta\epsilon_{NS}(t)$ можно выделить три стадии: стадию задержки I, динамическую стадию II, флуктуационную стадию III. Длительность и дифференциальные характеристики каждой из стадий существенно зависят от скорости ползучести перед N - S -переходом и величины полной пластической деформации образца.

Анализ и интерпретация экспериментальных данных проведены на основе теоретических результатов ранее опубликованной работы авторов [16]. В этой работе показано, что пластическая деформация чистого β -олова в области температур порядка 1 К определяется кинковым механизмом движения дислокаций в рельефе Пайерлса, а зарождение кинков на дислокациях обусловлено действием квантовых флуктуаций — процессом туннельного проникновения коротких отрезков дислокационной линии через единичный барьер рельефа Пайерлса. В рамках представлений, развитых в работе [16], отдельные стадии «скачка» ползучести $\delta\epsilon_{NS}(t)$ приобретают следующий физический смысл:

- существование стадии I обусловлено конечной величиной времени релаксации для поступательного движения дислокационного потока в рельефе Пайерлса, а величина времени задержки может рассматриваться как оценочное значение среднего времени перемещения отдельной дислокации через единичный барьер рельефа Пайерлса;

- стадия II появляется как следствие нарушения флуктуационного режима течения дислокационного потока, вызванного сменой электронного состояния и перехода достаточно большой части дислокаций в режим динамического (надбарьерного) движения;

- стадия III является следствием восстановления флуктуационного режима движения дислокаций, происходящего в результате влияния деформационного упрочнения на их подвижность.

Таким образом, детальное изучение временной зависимости скачка ползучести металла, стимулированного сверхпроводящим переходом, даёт раз-

нообразную и весьма интересную информацию о микроскопических механизмах, определяющих подвижность дислокаций в металле в условиях глубокого охлаждения, в частности, о влиянии на движение дислокаций квантовых флуктуаций и электронной вязкости.

Авторы выражают благодарность А. Н. Диулину за помощь в проведении экспериментов и компьютерной обработке их результатов и А. В. Подольскому за помощь в оформлении работы.

1. И. А. Гиндин, Б. Г. Лазарев, Я. Д. Стародубов, В. П. Лебедев, *ДАН СССР* **188**, 803 (1969).
2. V. P. Soldatov, V. I. Startsev, and T. I. Vainblat, *Phys. Status Solidi* **B37**, 47 (1970).
3. В. И. Старцев, В. Я. Ильичев, В. В. Пустовалов, *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах*, Металлургия, Москва (1975).
4. М. И. Каганов, В. Я. Кравченко, В. Д. Нацик, *УФН* **3**, 656 (1973).
5. М. И. Каганов, В. Д. Нацик, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 550 (1970).
6. G. P. Huffman and N. Louat, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1055 (1970).
7. M. Suenaga and J. M. Galligan, *Scripta Met.* **4**, 697 (1970).
8. A. V. Granato, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 660 (1971).
9. G. Kostorz, *Phys. Status Solidi* **B58**, 9 (1973).
10. В. Д. Нацик, *ЖЭТФ* **61**, 2540 (1971).
11. A. I. Landau, *Phys. Status Solidi* **A61**, 655 (1980).
12. В. Л. Инденбом, Ю. З. Эстрин, *Письма в ЖЭТФ* **17**, 675 (1973).
13. Э. А. Пашицкий, А. М. Габович, *ФММ* **36**, 186 (1973).
14. В. Е. Милошенко, А. М. Роцупкин, Г. В. Шунин, *ФТТ* **19**, 840 (1997).
15. Г. И. Кириченко, В. Д. Нацик, В. П. Солдатов, *ФММ* **63**, 386 (1987).
16. В. Д. Нацик, Г. И. Кириченко, В. В. Пустовалов, В. П. Солдатов, С. Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 965 (1996).
17. В. П. Солдатов, В. И. Старцев, Г. И. Шклярская, *ФНТ* **1**, 1311 (1975).
18. Ю. Г. Казаров, в кн.: *Физика конденсированного состояния*, Харьков (1973), вып. 11, с. 100.
19. V. D. Natsik, *Phys. Status Solidi* **A14**, 271 (1972).
20. И. А. Гиндин, Б. Г. Лазарев, Я. Д. Стародубов, В. П. Лебедев, *ФММ* **29**, 826 (1970).
21. V. P. Soldatov, V. I. Startsev, T. I. Vainblat, and L. A. Danilenko, *Phys. Status Solidi* **B53**, 261 (1972).
22. T. Suzuki and H. Koizumi, *Philos. Mag.* **A67**, 1153 (1993).

On kinetics of creep deformation jump induced by superconducting transition in β -tin

V. P. Soldatov, V. D. Natsik, and G. I. Kirichenko

The kinetics of deformation increment in β -tin at superconducting transition is studied. The experiments were performed on high purity single crystal unsteady creep strained at $T = 1.6$ K. It is found that subsequent to the N - S -transition, the process of creep becomes staged in the behavior. The peculiar features of the strain rate—strain dependences are considered for each stage. An interpretation of the experimental results is proposed. It is based on the kink mechanism of dislocation motion through the Peierls barriers and takes into account the influence of quantum fluctuations and electron friction on kink nucleation.