

# Динамические дислокационные эффекты в низкотемпературной ползучести монокристаллов $\beta$ -олова, стимулированной сверхпроводящим переходом

В.Д. Нацк, В.П. Солдатов, Г.И. Кириченко, Л.Г. Иванченко

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

Статья поступила в редакцию 9 февраля 2009 г.

Изучена низкотемпературная ползучесть монокристаллов высокочистого  $\beta$ -олова, ориентированных для пластического скольжения в системе (100) $\langle$ 010 $\rangle$ . Эксперименты проведены в интервале температур  $0,5 < T < T_c$ , где  $T_c \approx 3,7$  К — критическая температура сверхпроводящего перехода. Образцы нагружались выше предела текучести и в них инициировалась нестационарная ползучесть переводом из нормального ( $N$ ) в сверхпроводящее ( $S$ ) состояние магнитным полем. Установлено, что временная зависимость приращения деформации после  $NS$ -перехода состоит из трех стадий: переходной, экспоненциальной и логарифмической. Для физической интерпретации этих стадий в Приложении разработана теория ползучести, основанная на представлениях о термически активированном, квантовом (туннельном) и динамическом движении дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса с учетом их электронного и радиационного торможения. Детально проанализированы особенности отдельных стадий ползучести, связанные с проявлением динамических свойств дислокационных струн. Переход образцов в сверхпроводящее состояние резко уменьшает электронное торможение дислокаций и увеличивает вклад динамической составляющей дислокационного потока в скорость ползучести. Сопоставление результатов эксперимента и теории позволило получить эмпирические оценки для значений некоторых феноменологических параметров дислокационной модели ползучести.

Вивчено низькотемпературну повзучість монокристалів високочистого  $\beta$ -олова, які орієнтовано для пластичного ковзання у системі (100) $\langle$ 010 $\rangle$ . Експерименти виконано у інтервалі температур  $0,5 < T < T_c$ , де  $T_c \approx 3,7$  К — критична температура надпровідного переходу. Зразки навантажувалися вище границі текучості і в них ініціювалася нестационарна повзучість переводом з нормального ( $N$ ) у надпровідний ( $S$ ) стан магнітним полем. Встановлено, що залежність від часу приросту деформації після  $NS$ -переходу складається із трьох стадій: перехідної, експоненціальної та логарифмічної. Для фізичної інтерпретації цих стадій у Додатку розроблено теорію повзучості, яка базується на уявленнях про термічно активований, квантовий (тунельний) та динамічний рух дислокаційних струн у потенціальному рельєфі Пайерлса з урахуванням їх електронного та радіаційного гальмування. Детально проаналізовано особливості окремих стадій повзучості, які пов'язані з проявами динамічних властивостей дислокаційних струн. Перехід зразків у надпровідний стан різко зменшує електронне гальмування дислокацій та збільшує внесок динамічної складової дислокаційного потоку у швидкість повзучості. Зіставлення результатів експерименту та теорії дозволило одержати емпіричні оцінки для значень деяких феноменологічних параметрів дислокаційної моделі повзучості.

PACS: 62.20.Hg Ползучесть;

74.25.Ld Механические и акустические свойства, эластичность, сверхзвуковое затухание.

Ключевые слова: низкие температуры, олово, сверхпроводимость, ползучесть, дислокации.

### 1. Введение

Изучение закономерностей и дислокационных механизмов низкотемпературной ползучести металлов и сплавов имеет длительную историю [1]. В частности, многие годы значительное внимание уделялось экспериментальной регистрации и теоретическому анализу нестационарной ползучести, которая возникает при различных достаточно быстрых изменениях условий деформирования образцов и их термодинамического состояния: под действием малых догрузок, вследствие изменений температуры, в результате перехода в сверхпроводящее состояние и т.п. Однако ранее основное внимание исследователей было сосредоточено на завершающей и самой продолжительной (длительностью порядка 10–100 с) стадии нестационарной ползучести, которая получила название «логарифмическая ползучесть». Эта стадия интерпретировалась как результат термически активированного или квантовофлуктуационного (туннельного) движения дислокаций через различные барьеры, тормозящие пластическое скольжение, с учетом их накопления по мере возрастания деформации (деформационное упрочнение). Развертка во времени менее длительной (порядка 1 с) стадии нестационарной ползучести обычно не проводилась, она обозначалась термином «мгновенная ползучесть», и кинетика протекания дислокационных процессов в пределах этой стадии практически не обсуждалась.

Переход металла из нормального (*N*) в сверхпроводящее (*S*) состояние при пластической деформации в режиме ползучести сопровождается резким увеличением скорости ползучести и дополнительным приростом деформации [2,3]. Такое влияние *NS*-перехода на пластичность — следствие резкого уменьшения силы торможения дислокаций электронами проводимости,

возникающего в результате появления щели в их энергетическом спектре [4,5]. Если *NS*-переход происходит достаточно быстро, то на диаграмме деформирования возникает кривая нестационарной ползучести, такая же как и после быстрой догрузки образца.

Нестационарная ползучесть, стимулированная *NS*-переходом, довольно детально изучена в серии наших предыдущих работ [6–8], в которых эксперименты проводились на монокристаллических образцах чистого β-олова, ориентированных для пластического скольжения по системе (100)<010>. Было установлено, что прирост деформации после *NS*-перехода является сложным процессом, который, в зависимости от условий деформирования образцов, состоит из 2–3 сменяющих друг друга стадий. Наглядное представление о стадийном характере этого процесса дает рис. 1, где показаны медленная (*a*) и быстрая (*б*) развертки кривой ползучести, вызываемой *NS*-переходом. Медленная развертка регистрирует почти скачкообразный прирост деформации  $\Delta\epsilon_{NS}$  за короткий промежуток времени, тогда как быстрая выявляет на этом скачке наличие нескольких стадий: на стадии I скорость ползучести увеличивается от стартового значения  $\dot{\epsilon}_{st}$  перед *NS*-переходом до максимального значения  $\dot{\epsilon}_d$  в момент времени  $t_m$ ; в дальнейшем при  $t > t_m$  она монотонно уменьшается и на кривых ползучести можно выделить стадию II быстрого и стадию III медленного затухания ползучести.

В соответствии с развитыми в работах [6–9] представлениями низкотемпературная пластическая деформация β-олова по системе скольжения (100)<010> контролируется термоактивированным, квантово-туннельным или динамическим движением дислокаций в рельефе Пайерлса, а стадийный характер кривой нестационарной ползучести определяется сменой режимов движения дислокаций на границах наблюда-

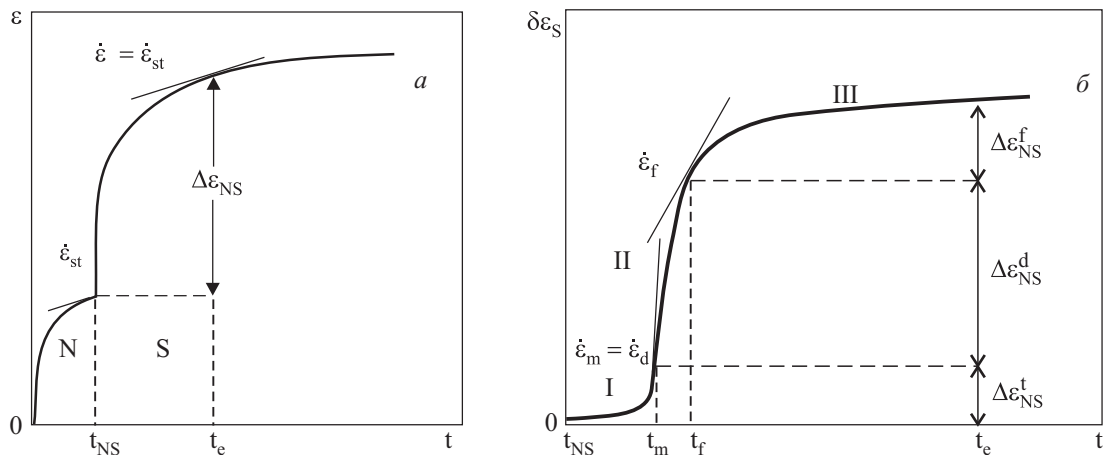


Рис. 1. Характерный вид кривых ползучести монокристаллов β-олова при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние при медленной (*a*) и быстрой (*б*) записи деформации.

емых стадий. В рамках этих представлений обнаруженные стадии получили следующую физическую интерпретацию:

— на протяжении стадии I происходит переход от квазистационарного движения дислокаций в нормальном состоянии к квазистационарному движению в сверхпроводящем состоянии, существование этой стадии обусловлено конечной величиной времени релаксации для изменений дислокационного потока;

— стадия II появляется как следствие нарушения флуктуационного (термически активированного или квантово-туннельного) режима течения дислокационного потока в результате резкого уменьшения электронной вязкости и перехода некоторой части дислокаций в этом потоке в режим динамического (надбарьерного) движения, а конечная длительность этой стадии и уменьшение скорости ползучести в ее пределах обусловлены постепенным истощением быстрых дислокаций в потоке;

— стадия III является следствием восстановления флуктуационного режима движения дислокаций, а затухание ползучести на этой стадии связано с влиянием деформационного упрочнения на их скорость.

После надежной регистрации стадийности кривой нестационарной ползучести естественным продолжением исследований в этом направлении было выяснение физических факторов, определяющих число стадий, а также детальный анализ кинетики дислокационных процессов, протекающих на каждой стадии в отдельности. Стадия III нестационарной ползучести наблюдается всегда, поэтому она была изучена в первую очередь [7–9]. На этой стадии зависимость деформации от времени описывается логарифмическим законом. На температурной зависимости коэффициента логарифмической ползучести  $\alpha(T)$  в интервале 0,5–4,2 К выявлены две качественно различные области: существует граничная температура  $T_g \cong 1,2\text{--}1,3$  К, которая разделяет область термически активированной ( $T > T_g$ ) и атермической ( $T < T_g$ ) пластичности. Эта особенность наблюдается как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях, а NS-переход заметно не влияет на величину  $T_g$ . Анализ логарифмической ползучести показал, что ее кинетика определяется движением дислокаций через барьеры Пайерлса по механизму зарождения на дислокационных линиях парных кинков: в области температур  $T > T_g$  этот процесс имеет термически активируемый характер и кинетика деформации соответствует классическим представлениям о ползучести [10]; при  $T < T_g$  зарождение парных кинков происходит благодаря эффекту квантового туннелирования [11,12] и ползучесть имеет атермический характер.

Динамическая стадия нестационарной ползучести ранее столь детально не обсуждалась. В работе [7]

эксперименты в области существования сверхпроводимости  $\beta$ -олова  $T < T_c \approx 3,7$  К были проведены только при двух значениях температуры  $T_1 = 1,6$  К и  $T_2 = 3,2$  К. Хорошо выраженная динамическая стадия наблюдалась при 1,6 К, но исчезала при температуре 3,2 К, близкой к  $T_c$ .

Анализ экспериментальных данных привел к предварительному заключению, что основной причиной увеличения роли динамических эффектов в дислокационном потоке является резкое уменьшение коэффициента электронного трения дислокаций  $B(T)$  при охлаждении образцов ниже  $T_c$ : согласно теории [4], в нормальном состоянии  $B = B_N = \text{const}$ , а в сверхпроводящем  $B = B_S(T)$  резко уменьшается при понижении температуры. В работе [7] было также установлено, что длительность отдельных стадий нестационарной ползучести, в том числе и динамической стадии, можно варьировать, изменяя либо стартовую скорость  $\dot{\epsilon}_{st}$ , либо величину полной деформации образцов  $\epsilon$  перед NS-переходом, но детальное изучение этих закономерностей не проводилось.

Цель данного исследования — решение двух задач. Первая из них — детальное экспериментальное изучение условий появления динамической стадии на кривых нестационарной ползучести и температурных зависимостей характеристик этой стадии в достаточно широкой области температур  $0,5 \text{ К} < T < T_c \approx 3,7 \text{ К}$ . Вторая задача — формулировка, анализ и сравнение с экспериментом дислокационной модели, позволяющей дать последовательную и непротиворечивую интерпретацию всех стадий нестационарной ползучести с учетом основных факторов, определяющих движение дислокаций: рельефа Пайерлса, электронного и радиационного трения, туннельного эффекта и термической активации.

## 2. Методика эксперимента

### 2.1. Экспериментальная установка

Эксперименты выполнены на установке, описанной в работе [13], в интервале температур 0,5–3,7 К. В качестве охлаждающей жидкости при получении температур 1,8–4,2 К использовали жидкий  $^4\text{He}$ , а температуры 0,5–2 К получали в рефрижераторе испарения откачкой паров  $^3\text{He}$ . Относительная погрешность при измерении температуры была порядка  $10^{-2}$  К. Более подробные сведения по этому вопросу читатель может найти в работах [13–15].

### 2.2. Образцы и способ их деформирования

Монокристаллы для исследований выращивали из чистого (99,9995%) олова в профилированной графитовой форме, позволявшей получать партии из десяти одинаковых образцов специальной геометрии (в фор-

ме двойных лопаток) и ориентации [16]. Рабочая часть образцов имела длину 25 мм и прямоугольное сечение 5×1,5 мм, а ориентация продольной оси совпадала с направлением <110>, что создавало максимально благоприятные условия для скольжения в системе (100)<010> при растяжении образцов.

В настоящей работе мы использовали стандартную для наших исследований методику испытания образцов: их располагали внутри сверхпроводящего соленоида и деформировали в режиме ползучести путем растяжения под действием ступенчато возрастающей нагрузки (см. рис. 2). Дискретные приращения внешнего напряжения, которыми вызывались приращения деформации, имели величину  $\Delta\tau = (0,1-0,4)$  МПа.

Состояние электронной подсистемы в деформируемых образцах изменяли включением или выключением продольного магнитного поля, величина которого превышала критическое магнитное поле в олове  $H_c = 309$  Гс. Включенному магнитному полю соответствовало нормальное, а выключенному — сверхпроводящее состояние образцов. Нагружение образцов начиналось при заданной температуре в *N*-состоянии и после превышения предела текучести *NS*-переход осуществляли по следующей схеме: в образце в нормальном состоянии очередной порцией нагрузки вызывали

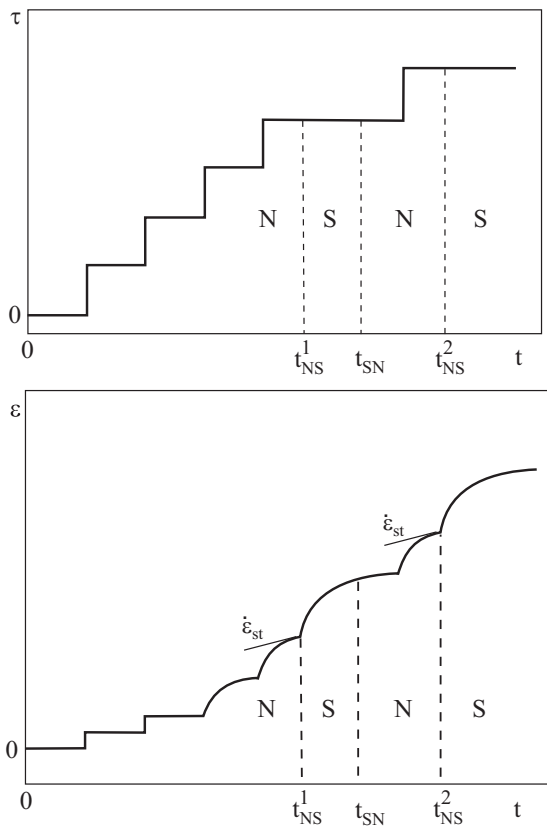


Рис. 2. Схема ступенчатого нагружения образцов и перевода их из нормального в сверхпроводящее состояние.

кривую ползучести и в момент достижения на этой кривой выбранной стартовой скорости деформации  $\dot{\epsilon}_{st} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$  образец переводили в сверхпроводящее состояние (момент времени  $t^1_{NS}$  на рис. 2), при этом регистрировали инициированный *NS*-переходом прирост деформации ползучести  $\delta\epsilon_S(t) = \epsilon_S(t) - \epsilon_N(t_{NS})$ . Затем образец вновь переводили в нормальное состояние, догружали и измерение повторялось при большей степени деформации (момент времени  $t^2_{NS}$  на рис. 2). Такие измерения повторяли через определенные интервалы времени вплоть до разрушения образца.

Приращения деформации  $\delta\epsilon(t)$ , вызывавшиеся увеличением внешнего напряжения или *NS*-переходом, регистрировали высокочувствительным индуктивным датчиком, выходной сигнал которого подавался на компьютер и воспроизводился на экране монитора. Точность измерения относительной деформации была  $10^{-5}$ , а разрешение по времени составляло 0,04 с.

### 2.3. Изучаемые параметры и зависимости

Нестационарная ползучесть, стимулированная *NS*-переходом, продолжается длительное время, в течение которого происходит непрерывный рост деформации  $\delta\epsilon_S(t)$ . В качестве одной из количественных характеристик этого процесса принимали прирост деформации  $\Delta\epsilon_{NS} = \epsilon_S(t_e) - \epsilon_S(t_{NS})$  за промежуток времени  $t_e - t_{NS}$ , по истечении которого скорость ползучести в образце  $\dot{\epsilon}_S(t)$  достигала стартового значения  $\dot{\epsilon}_{st}$  (см. рис. 1).

Второй методический момент анализа проведенных измерений — выделение стадий на регистрируемых кривых ползучести. Рецепт этой процедуры, предложенный и обоснованный нами в работах [6,7], сводился к следующему: кривые ползучести, инициированные сверхпроводящим переходом, сначала дифференцировали, т.е. находили зависимость  $\partial/\partial t[\delta\epsilon_S(t)] = \dot{\epsilon}_S(t)$ , а затем перестраивали в координатах  $\dot{\epsilon}_S - \delta\epsilon_S$  и  $\ln \dot{\epsilon}_S - \delta\epsilon_S$ .

Перестройка в первых координатах приводит к линейаризации экспоненциального участка кривой ползучести, соответствующего динамической стадии II. В теории ползучести [7] этот участок описывается соотношением

$$\dot{\epsilon}_S(t) = \dot{\epsilon}_S(t_d) - C_d \delta\epsilon_S(t), \quad t_d < t < t_f, \quad (1)$$

где  $C_d$  — постоянная линейаризованного участка, а  $t_d = t_m$  — момент начала динамической стадии.

Перестройка в координатах  $\ln \dot{\epsilon}_S - \delta\epsilon_S$  линейаризует логарифмический участок кривой ползучести (стадия III), на котором временная зависимость ползучести подчиняется соотношению

$$\ln \dot{\epsilon}_S(t) = \ln \dot{\epsilon}_S(t_f) - C_f \delta\epsilon_S(t), \quad t > t_f, \quad (2)$$

где  $t_f$  — момент начала этой стадии, а  $C_f$  — константа, связанная с коэффициентом логарифмической ползучести  $\alpha_f = 1/C_f$ . В отсутствие динамической стадии  $t_f = t_m$ .

Примеры использования описанного рецепта при обработке «машинных» кривых ползучести, вызванных *NS*-переходом, показаны на рис. 3 для нескольких значений температуры из интервала  $T < T_c$ . Стадийный характер кривых ползучести  $\delta\varepsilon_S(t)$  очевиден. Подобные рисунки использовались для оценки абсолютных и относительных долей прироста деформации, отвечавших выделенным стадиям, для определения значений скоростей ползучести  $\dot{\varepsilon}_d$  в начале динамической стадии и  $\dot{\varepsilon}_f$  в начале флуктуационной стадии, а также длительности переходной стадии  $\Delta t_r = t_m - t_{NS}$ .

Чтобы согласовать данные настоящей работы с результатами наших предыдущих исследований, определение указанных параметров и их зависимостей от температуры проводили при фиксированных значениях стартовой скорости  $\dot{\varepsilon}_{st}$  и величины полной пласти-

ческой деформации образцов  $\varepsilon$ . В качестве стартовой скорости использовали значение  $\dot{\varepsilon}_{st} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ , которое с возможной точностью поддерживали одинаковым при всех температурах. Однако из-за сложности точного определения момента достижения стартовой скорости ее значение колебалось в некоторых пределах (не более чем в 1,5–2 раза) вокруг заданной величины, что, вообще говоря, не оказывало ощутимого влияния на величину измеряемых параметров.

Отметим, что достаточно малая величина выбранной стартовой скорости деформации позволяет считать, что в нормальном состоянии перед *NS*-переходом ползучесть имела флуктуационный характер и описывалась соотношением (2).

Придерживаясь описанной методики, сначала определяли зависимости  $\Delta\varepsilon_{NS}$  от величины полной деформации образцов при разных температурах  $\Delta\varepsilon_{NS}(\varepsilon)_T$ , а затем, сечением их прямыми  $\varepsilon = \text{const}$ , выделяли температурную зависимость  $\Delta\varepsilon_{NS}(T)_\varepsilon$ . Приведенные ниже температурные зависимости полной

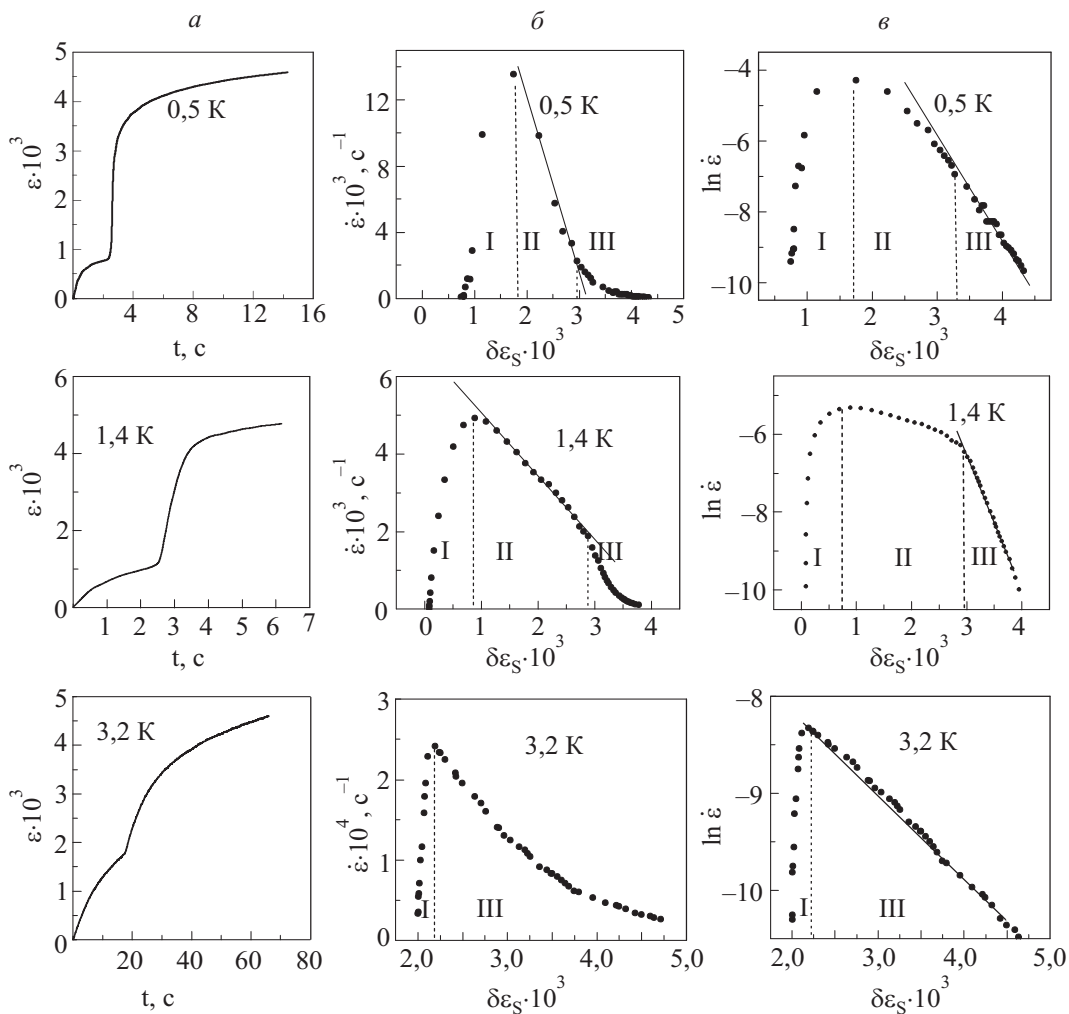


Рис. 3. Примеры кривых ползучести, инициированных сверхпроводящим переходом, при разных температурах, представленные в координатах:  $\varepsilon - t$  (а),  $\dot{\varepsilon} - \delta\varepsilon_S$  (б),  $\ln \dot{\varepsilon} - \delta\varepsilon_S$  (в).

величины  $\Delta \varepsilon_{NS}(T)_\varepsilon$  и ее составляющих отнесены к деформации  $\varepsilon = 6-7\%$ , принятой в наших предыдущих исследованиях.

### 3. Результаты экспериментов

Полный прирост деформации ползучести  $\Delta \varepsilon_{NS}$ , возникающий при переходе нагруженных образцов  $\beta$ -олова из нормального в сверхпроводящее состояние, формируется в результате протекания двух квазистационарных дислокационных процессов: динамического, обусловленного переходом части дислокационного потока в режим надбарьерного движения; флуктуационного, сменяющего динамический режим после истощения в этом потоке быстрых дислокаций. Первому из них предшествует существенно нестационарный релаксационный процесс, в результате которого медленное флуктуационное движение дислокаций в нормальном состоянии сменяется более быстрым динамическим или также флуктуационным движением в сверхпроводящем состоянии. Указанные процессы резко отличаются характером зависимости деформации ползучести от времени  $\delta \varepsilon_S(t)$ , благодаря чему на кривых ползучести появляются типичные для каждого из них участки — стадии. Способ выделения таких участков описан в предыдущем разделе. Используя его, мы изучили «тонкую структуру» кривых ползучести, инициированных  $NS$ -переходом, и ее трансформации при изменениях температуры.

#### 3.1. Температурная зависимость полного прироста деформации $\Delta \varepsilon_{NS}(T)$

На рис. 4 показаны температурные зависимости абсолютных (а) и нормированных (б) приростов деформации  $\Delta \varepsilon_{NS}(T)$ , отнесенных к фиксированному значению полной деформации образцов  $\varepsilon = 6\%$ . Нормированные значения определяли как отношения абсолютной величины  $\Delta \varepsilon_{NS}(T)$  при данной температуре к величине  $\Delta \varepsilon_{NS}(0)$ , получаемой экстраполяцией кривой  $\Delta \varepsilon_{NS}(T)$  на температуру 0 К. Обе зависимости подтверждают ранее установленную тенденцию — плавное увеличение полного прироста деформации ползучести  $\Delta \varepsilon_{NS}(T)_\varepsilon$  при понижении температуры, начиная от нулевого значения при  $T = T_c$  и до выхода на насыщение при температурах  $T < 0,5T_c$ . Аналогичный тип температурной зависимости в нормированных координатах был получен в работе [17], где изучались скачки деформирующего напряжения  $\Delta \tau_{NS}(T)$ , инициированные  $NS$ -переходами, при деформировании идентичных монокристаллов  $\beta$ -олова в активном режиме — растяжением с постоянной скоростью. Точки, обозначенные на рис. 4,б символом «О», получены из данных работы [17]. Они хорошо коррелируют с нашими результатами, подтверждая универсальный, не зависящий от

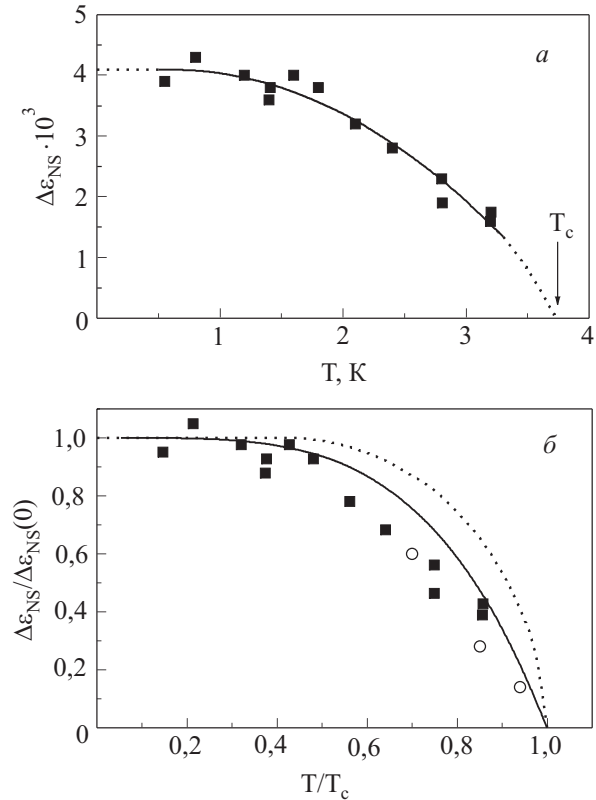


Рис. 4. Зависимость от температуры абсолютных (а) и нормированных (б) значений полного приращения деформации ползучести  $\Delta \varepsilon_{NS}$ , инициированного сверхпроводящим переходом: О — данные работы [17]. Сплошная и пунктирные кривые на рис. 4,б показывают, соответственно, зависимость от температуры энергетической щели и плотности сверхпроводящих электронов по теории БКШ.

метода измерения, характер температурной зависимости эффекта пластификации металла  $NS$ -переходом. Это обстоятельство было отмечено еще на самом раннем этапе исследования данного эффекта [1]. При этом имеет место также корреляция между температурными зависимостями параметров эффекта пластификации и параметров электронного спектра сверхпроводника, что давало основание предполагать связь этого эффекта с электронным торможением дислокаций и значительным уменьшением электронной вязкости при  $NS$ -переходе.

#### 3.2. Количественные характеристики отдельных стадий кривой ползучести

В качестве характеристик разных стадий кривой ползучести  $\delta \varepsilon_S(t)$  рассмотрим следующие величины: доли трех отдельных стадий  $\Delta \varepsilon_{NS}^t$ ,  $\Delta \varepsilon_{NS}^d$ ,  $\Delta \varepsilon_{NS}^f$  в полном приросте деформации  $\Delta \varepsilon_{NS}$ ; длительность переходной стадии  $\Delta t_r = t_m - t_{NS}$ ; скорости ползучести  $\dot{\varepsilon}_d$  и  $\dot{\varepsilon}_f$ , отвечающие началам динамической и флуктуационной стадий; коэффициенты логарифмической  $\alpha_f = C_f^{-1}$  и динамической  $C_d$  ползучести.

На рис. 5 показаны температурные зависимости абсолютных приростов деформации на разных стадиях кривой ползучести  $\delta\varepsilon_S(t)$ , а на рис. 6 приведены аналогичные зависимости относительных величин. Последние получались нормировкой абсолютных приростов деформации при данной температуре на величину полной деформации  $\Delta\varepsilon_{NS}$  при той же температуре. Рисунок 6 иллюстрирует количественный вклад отдельных стадий в процесс нестационарной ползучести, возникающей в результате  $NS$ -перехода.

Характер температурной зависимости длительности переходной стадии  $\Delta t_r(T)$  иллюстрирует рис. 7. На рис. 8 показаны температурные зависимости скоростей пластической деформации  $\dot{\varepsilon}_d(T)$  и  $\dot{\varepsilon}_f(T)$  в начальные моменты второй и третьей стадий соответственно.

И, наконец, на рис. 9 приведены данные о температурной зависимости коэффициента логарифмической

ползучести  $\alpha_f = C_f^{-1}$ , который является основной характеристикой флуктуационной стадии.

Представленные рисунки содержат полную информацию о влиянии температуры на все стадии развития ползучести, инициированной сверхпроводящим переходом, и позволяют выделить наиболее важные тенденции этого влияния, а именно:

— при  $T = T_c$  величина  $\Delta\varepsilon_{NS} = 0$ , а в области  $T < T_c$  температура влияет на все стадии кривой ползучести, это влияние нарастает по мере ее понижения и удаления от критической температуры  $T_c$  и выходит на насыщение при  $T < T_0 \approx 0,6 T_c \approx 2,3$  К;

— значения всех перечисленных выше параметров отдельных стадий кривых ползучести  $\delta\varepsilon_S(t)$  имеют существенный статистический разброс, который увеличивается с понижением температуры и появлением динамической стадии, поэтому на рис. 5–9 через мас-

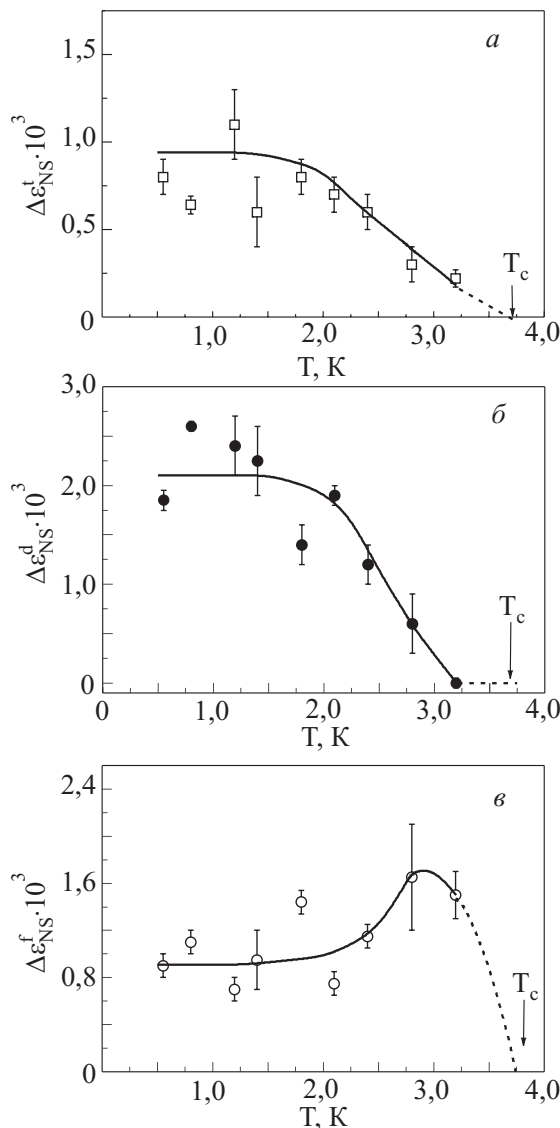


Рис. 5. Температурная зависимость вклада отдельных стадий в деформацию ползучести после  $NS$ -перехода.

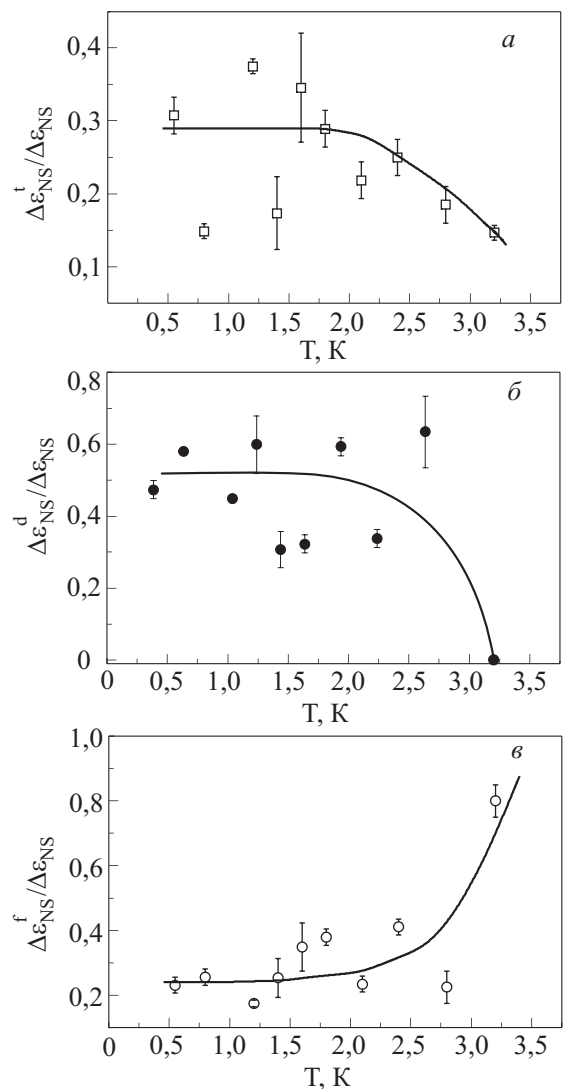


Рис. 6. Температурная зависимость относительного вклада разных стадий в деформацию ползучести, инициированную сверхпроводящим переходом.

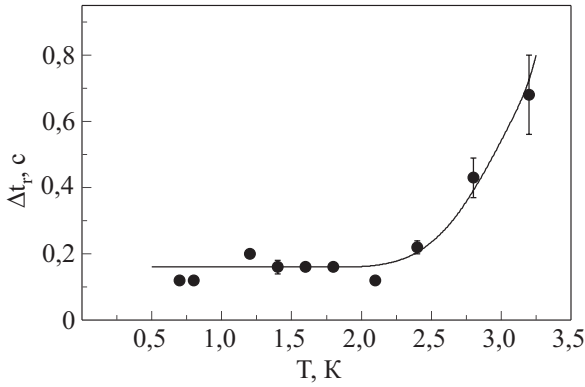


Рис. 7. Температурная зависимость продолжительности переходной стадии  $\Delta t_r(T)$ .

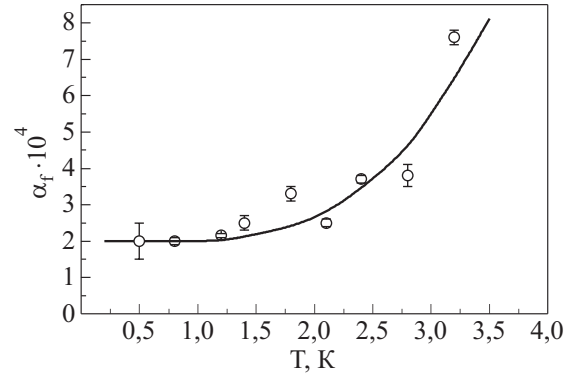


Рис. 9. Температурная зависимость коэффициента логарифмической ползучести  $\alpha_f(T)$ .

сив экспериментальных точек проведены сплошные кривые, характеризующие температурные зависимости средних значений этих параметров;

— близость температуры образца к  $T_c$  определяет количественные пропорции вклада разных стадий в формирование полного приращения деформации  $\Delta \epsilon_{NS}$ , с понижением температуры возрастает доля динамической стадии, а при ее повышении доминирующей становится флуктуационная стадия;

— кривые ползучести  $\delta \epsilon_{NS}(t)$  приобретают четко выраженный трехстадийный характер только в обла-

сти температур  $T < T_{01} \approx 3,2$  К, при  $T_{01} < T < T_c$  выделить динамическую стадию практически невозможно и  $t_f \approx t_m$ ;

— длительность переходной стадии  $\Delta t_r(T)$  не зависит от температуры в области  $T < T_0 \approx 0,6 T_c$  (с точностью до статистического разброса точек на рис. 7), а при более высоких значениях температуры  $T \rightarrow T_c$  сильно возрастает;

— в температурной области  $T < T_{01}$ , где наблюдается динамическая стадия, скорость деформации в ее начале  $\dot{\epsilon}_d(T)$  резко возрастает с понижением температуры и в среднем выходит на насыщение в области  $T < T_0 \approx 0,6 T_c$ , но имеет большой статистический разброс;

— скорость деформации в начале флуктуационной стадии  $\dot{\epsilon}_f(T)$  также резко возрастает при понижении температуры в интервале  $T_0 < T < T_c$  и приобретает большой статистический разброс при  $T < T_0$ , сохраняя тенденцию к увеличению при дальнейшем понижении температуры;

— характерной особенностью коэффициента логарифмической ползучести  $\alpha_f(T)$  является его атермичность при  $T < T_g \approx 1,3$  К и монотонное возрастание при более высоких температурах.

Отметим еще одно важное обстоятельство: вклады отдельных стадий  $\Delta \epsilon_{NS}^t$ ,  $\Delta \epsilon_{NS}^d$ ,  $\Delta \epsilon_{NS}^f$  в полную величину приращения деформации  $\Delta \epsilon_{NS}$  в широкой области изменения температуры имеют сопоставимые по величине значения (рис. 6), поэтому физическая интерпретация кривых ползучести невозможна без выделения и анализа отдельных стадий.

#### 4. Обсуждение результатов

Ранее, в работах [6–9], нами было установлено, что низкотемпературное пластическое течение монокристаллов чистого  $\beta$ -олова, ориентированных для преимущественного скольжения по системе  $(100)\langle 010 \rangle$ , контролируется туннельным (при температурах по-

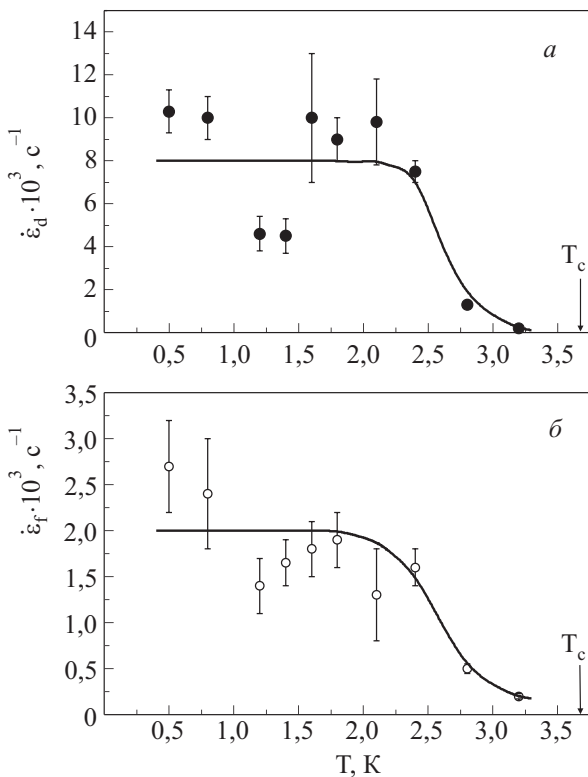


Рис. 8. Температурная зависимость скорости пластической деформации, отвечающей началу второй (а) и третьей (б) стадий.



рядка и ниже 1 К) или термически активированным (при более высоких температурах) движением дислокаций через барьеры Пайерлса. Ниже температуры сверхпроводящего перехода  $T < T_c = 3,7\text{ К}$  в отдельных случаях возможно также наблюдать динамическую пластичность, обусловленную надбарьерным движением небольшого числа дислокационных сегментов при резком уменьшении электронного трения в результате сверхпроводящего перехода. Детальное теоретическое описание кинетики пластического течения в условиях активной деформации с постоянной скоростью с учетом квантового и теплового движения дислокационных струн, а также действия на них силы электронного трения было проведено в работе [12]. В этой же работе выполнено всестороннее экспериментальное исследование закономерностей активной деформации  $\beta$ -олова по системе скольжения (100) в интервале температур 0,5–4,2 К и получены эмпирические оценки для ряда феноменологических параметров теории, которые ниже будут использованы при интерпретации экспериментальных результатов, перечисленных в предыдущем разделе данной работы:

$$\tau_P \approx 1,2 \cdot 10^7 \text{ Па}, \quad H_c = 2 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}, \quad v_0 = 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1},$$

$$B_N = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}, \quad \Theta_P \approx 3,3 \text{ К}, \quad \Theta_{BN} \approx 0,4 \text{ К}, \quad (3)$$

$$a = 3,2 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \quad b = 5,8 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \quad c_t = 2 \cdot 10^3 \text{ м/с}.$$

Приведенное здесь значение скорости поперечных звуковых волн  $c_t$  получено на основе справочных данных [18].

Аналогичное теоретическое описание процесса нестационарной затухающей ползучести и дислокационная интерпретация ее стадий предложены в работе [7]. Для интерпретации описанных в разд. 3 новых экспериментальных результатов, полученных при более детальном изучении влияния температуры на нестационарную ползучесть  $\beta$ -олова после  $NS$ -перехода, возникла необходимость в дальнейшем развитии и уточнениях теории. Соответствующий теоретический анализ выполнен одним из соавторов настоящей статьи, а его результаты изложены в Приложении. Проведем сравнение результатов теории с экспериментальными данными, описанными в разд. 3.

#### 4.1. Пороговая температура $T_0$

В настоящей работе впервые проведено детальное экспериментальное исследование влияния температуры на все три стадии нестационарной ползучести, инициированной  $NS$ -переходом (рис. 5–9). Первая основная особенность показанных на этих рисунках зависимостей — большой статистический разброс экспериментальных данных. Эту особенность естественно интерпретировать как следствие высокой

чувствительности отдельных кривых ползучести к случайным деталям структурного состояния образцов.

Вторая особенность, выявленная в результате такого исследования, — наличие пороговой температуры  $T_0$ , ниже которой характеристики всех стадий от температуры в среднем не зависят, хотя при этом имеет место большой статистический разброс их значений (см. рис. 5,7,8). Теоретический анализ, выполненный в Приложении, позволяет связать данную особенность с проявлением динамических свойств дислокаций.

Кинетика ползучести на протяжении динамической стадии определяется надбарьерным движением небольшого числа дислокационных сегментов макроскопической длины, а в процессах флуктуационного движения дислокационных струн через барьеры Пайерлса значительную роль играет динамическое движение кинков. В условиях обсуждаемого здесь эксперимента как движение сегментов, так и движение кинков происходит под действием эффективного напряжения  $\tau_0^* \approx \tau_P$ , а температурная зависимость скорости такого движения в сверхпроводящем состоянии  $V_{dS}(T) \approx v_{kS}(T)$  описывается формулами (П.9–П.11). Резкое уменьшение коэффициента электронного торможения дислокации  $B_S(T)$  при понижении температуры приводит к тому, что ниже некоторой температуры  $T_0$  скорость дислокационной струны приближается к скорости звука и дальнейший ее рост ограничивается резким увеличением радиационных потерь. Величина температуры  $T_0$  определяется уравнением (П.9), а график функции  $F_S(T)$  для  $\beta$ -олова показан на рис. 10. Подстановка в правую часть уравнения (П.9) значений параметров (3) приводит к уравнению  $F_S(T_0) \approx 7$ , и его графическое решение дает величину  $T_0 \approx 2,3 \text{ К}$ , которая достаточно хорошо согласуется с результатами эксперимента.

Отметим также, что вблизи  $T_c$  разность  $B_N - B_S(T) = B_N [1 - F_S^{-1}(T)]$  имеет малую величину и обращается в нуль при  $T = T_c$ . Этим объясняется еще одна особенность (хорошо видная на рис. 4,5,8) —

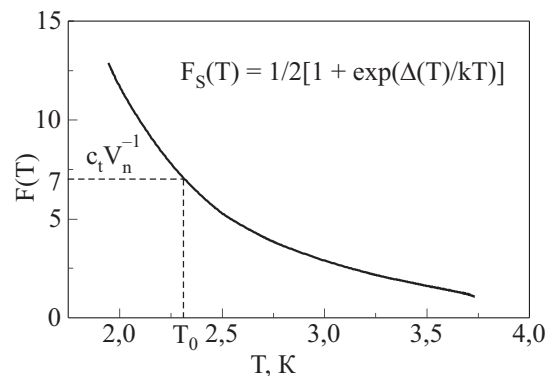


Рис. 10. Температурная зависимость функции  $F_S(T)$  и графическое определение температуры  $T_0$ .

ослабление и исчезновение при  $T \rightarrow T_c$  влияния на ползучесть металла включений и выключений магнитного поля, которое использовалось в эксперименте для разрушения и восстановления сверхпроводимости (см. формулу (П.25)).

#### 4.2. Переходная стадия

Перевод образца из нормального в сверхпроводящее состояние в процессе ползучести сопровождается быстрым увеличением скорости ползучести от стартового значения  $\dot{\epsilon}_{st}$  до некоторого максимального значения  $\dot{\epsilon}_m = \dot{\epsilon}_S(t_m)$  (см. рис. 1 и 3), после чего деформация ползучести приобретает стандартный характер затухающего процесса. В рамках предложенной в Приложении дислокационной модели ползучести длительность переходной стадии (время задержки)  $\Delta t_r = t_m - t_{NS}$  естественно интерпретировать как время релаксации дислокационного потока, течение которого нарушено резким уменьшением коэффициента электронного торможения от значения  $B_N$  до значений  $B_S(T) = B_N F_S^{-1}(T)$ . В области температур  $T > T_0$  подавляющая часть дислокаций сохраняет флуктуационный характер движения с более высокими значениями скорости  $V_f(\tau_0^*, T, B_S) > V_f(\tau_0^*, T, B_N)$ , и характерное время релаксации дислокационного потока можно оценить как  $\Delta t_r \approx L V_f^{-1}(\tau_0^*, T, B_S)$ , а в качестве длины «свободного пробега»  $L$  рассматривать среднее расстояние между дислокациями  $L = \rho_f^{-1/2}$ . Эти соображения приводят к соотношению (П.13) между временем задержки  $\Delta t_r$ , скоростью деформации в начале флуктуационной стадии  $\dot{\epsilon}_f = \dot{\epsilon}_S(t_f)$  и плотностью дислокаций  $\rho_f$ , справедливость которого можно проверить, используя экспериментальные результаты настоящей работы и [12].

Сопоставляя экспериментальные данные, показанные на рис. 7 и 8,б, можно убедиться, что при всех значениях температуры  $T > T_0$  на фоне довольно большого статистического разброса в среднем выполняется соотношение  $\Delta t_r \dot{\epsilon}_f \approx 2 \cdot 10^{-4}$ . Согласно (П.13), этой оценке соответствует плотность дислокаций  $\rho_f \approx 10^{11} \text{ м}^{-2}$ . С другой стороны, независимую эмпирическую оценку для  $\rho_f$  можно получить с помощью соотношения (П.14), если использовать результаты работы [12], в которой пластическое течение  $\beta$ -олова в этом же температурном интервале изучено методом активной деформации с заданной скоростью  $\dot{\epsilon} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1} \approx \dot{\epsilon}_{st}$ . Этой скорости соответствует значение  $A = 19$  и значения других параметров (3): их подстановка в (П.14) дает для  $\rho_f$  тот же порядок величины.

Такое совпадение является достаточно убедительным свидетельством корректности физической интерпретации переходной стадии, предложенной в Приложении. Следовательно, экспериментальное изучение этой стадии на кривой ползучести позволяет оценить

характерные значения плотности  $\rho_f$  и длины «свободного пробега»  $L$  в дислокационном потоке. В условиях выполненного в настоящей работе эксперимента имеем:

$$\rho_f \approx 10^{11} \text{ м}^{-2}, \quad L \approx \rho_f^{-1/2} \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}. \quad (4)$$

#### 4.3. Экспоненциальная (динамическая) стадия

Дислокационная модель этой стадии, критерии появления и кинетика ползучести в ее пределах детально описаны в Приложении. В результате резкого уменьшения коэффициента электронного трения после  $NS$ -перехода часть дислокаций переходит в состояние динамического движения с очень большими скоростями  $V_N < V_{dS} < c_t$ . Для  $\beta$ -олова подстановка значений параметров (3) в формулу (П.11) приводит к оценке  $V_N \approx 3 \cdot 10^2 \text{ м/с}$ . На протяжении переходной стадии дислокационный поток приобретает преимущественно динамический характер и при  $t > t_d$  кинетика ползучести описывается уравнением (П.17) и его решением (П.18). Теория динамической стадии содержит два феноменологических параметра:  $\rho_{d0}$  — начальная плотность дислокаций в динамическом потоке;  $q$  — коэффициент истощения динамического потока. Эти параметры непосредственно связаны с измеряемыми в эксперименте характеристиками стадии: значениями скорости деформации в ее начале  $\dot{\epsilon}_d = \dot{\epsilon}_S(t_d)$  и коэффициентом  $C_d$  в уравнении (П.17), которое совпадает с уравнением (1). Выявление на кривых ползучести динамической стадии и ее анализ позволяет найти значения характеристик этой стадии, которые приведены на рис. 5,б, 6,б и 8,а, а также в табл. 1. Отметим, что в области температур  $T < T_0$  динамическое движение дислокаций происходит с околосвуковыми скоростями и величина  $\rho_{d0}$  определяется соотношением  $\dot{\epsilon}_d = bc_t \rho_{d0}$ , тогда как при  $T > T_0$  следует пользоваться соотношением  $\dot{\epsilon}_d = b V_N F_S(T) \rho_{d0}$ .

Таблица 1. Параметры динамической стадии:  $\dot{\epsilon}_d$  и  $C_d$  полученные из результатов эксперимента;  $q$  и  $\rho_{d0}$ , вычисленные согласно соотношению (П.17)

$T, \text{ К}$	$\dot{\epsilon}_d \cdot 10^3, \text{ с}^{-1}$	$C_d, \text{ с}^{-1}$	$q \cdot 10^{-3}$	$\rho_{d0} \cdot 10^{-4}, \text{ м}^{-2}$
0,5	10,3	3,5	0,3	9,2
0,8	10	3,2	0,3	9
1,2	4,6	2,8	0,7	4,1
1,4	4,5	1,5	0,3	4,1
1,8	9	6,5	1	8,1
2,1	9,8	7,4	0,8	8,8
2,4	7,5	7	0,9	6,4
2,8	1,3	1,2	0,9	2

Таким образом, изучение динамической стадии ползучести, которая возникает после  $NS$ -перехода, приводит к следующим выводам:

— в области  $T < T_0$ , где динамические свойства дислокаций оказывают наиболее существенное влияние на кинетику ползучести, параметры  $\rho_{d0}$  и  $q$  имеют большой статистический разброс с характерными средними значениями:

$$\bar{\rho}_{d0} \approx 7 \cdot 10^4 \text{ м}^{-2}, \quad \bar{q} \approx 6 \cdot 10^2, \quad T < T_0; \quad (5)$$

— при более высоких температурах  $T_0 < T < T_{01}$  параметр  $\rho_{d0}$  убывает с ростом температуры до нуля;

— характерная величина плотности динамических дислокаций (5) на много порядков меньше плотности дислокаций в флуктуационном потоке (4);

— появление относительно небольшого числа динамических дислокаций происходит в условиях  $\tau^* \approx \tau_P$  и существенно неоднородного и случайного распределения в объеме образца значений  $\tau_i$  и  $\tau^*$ , что объясняет большой статистический разброс характеристик динамической стадии.

#### 4.4. Логарифмическая (флуктуационная) стадия

Завершение динамической стадии нестационарной ползучести, стимулированной  $NS$ -переходом, обусловлено истощением быстрых дислокаций. После этого основную роль в дислокационном потоке снова начинают играть дислокации, которые преодолевают барьеры Пайерлса благодаря туннельному или термически активированному образованию на них парных кинков. Третья стадия ползучести начинается с некоторой начальной скорости  $\dot{\epsilon}_f(T)$  (рис. 3); температурная зависимость этой величины, зарегистрированная в экспериментах, показана на рис. 8,б. Затухание скорости ползучести  $\dot{\epsilon}_S(t)$  с течением времени при  $t > t_f$  обусловлено явлением деформационного упрочнения. В рамках дислокационной модели ползучести, описанной в Приложении, деформационное упрочнение приводит к уменьшению эффективного напряжения  $\tau^*$  и увеличению силового параметра  $\delta_\tau$  пропорционально приращению деформации  $\delta\epsilon_S$  с некоторым коэффициентом упрочнения  $\kappa_S$  (см. формулы (П.19) и (П.20)). Отметим, что коэффициент упрочнения  $\kappa_S$  является феноменологическим параметром теории и подлежит определению на основе экспериментальных данных.

Флуктуационная ползучесть развивается с течением времени при  $t > t_f$  по логарифмическому закону (П.22), и наиболее информативной характеристикой этой стадии является коэффициент  $\alpha_f(T)$ , его температурная зависимость, полученная при анализе кривых ползучести, показана на рис. 9.

Наиболее существенная особенность зависимостей  $\dot{\epsilon}_f(T)$  и  $\alpha_f(T)$ , которая видна на рис. 8,б и 9 с точ-

ностью до статистического разброса экспериментальных данных, — атермический характер этих величин при достаточно низких значениях температуры порядка и ниже 1 К. В рамках описанной в Приложении дислокационной модели ползучести эта особенность обусловлена двумя факторами:

— преимущественным влиянием квантового туннелирования на процесс образования парных кинков на дислокационных струнах в рельефе Пайерлса ниже некоторой граничной температуры  $T_g$ ;

— отсутствием температурной зависимости скорости отдельных кинков  $v_k \approx c_t$  ниже пороговой температуры  $T_0$ .

Благодаря указанным факторам при  $T < T_g$ ,  $T_0$  влияние температуры на скорость флуктуационного движения дислокационной струны в рельефе Пайерлса (П.2) значительно ослаблено или вовсе отсутствует, а кинетика дислокационной ползучести приобретает атермический характер. Оценку величины пороговой температуры  $T_0 \approx 2,3$  К мы получили в разд. 4.1. Несколько сложнее получить оценку для граничной температуры  $T_g = \Theta_P \delta_\tau^{1/4}$ , так как ее величина зависит от того, какую величину имеет силовой параметр  $\delta_\tau$  в условиях конкретного эксперимента, в котором регистрируются кривые ползучести.

Выше было показано, что кратковременная динамическая стадия ползучести после  $NS$ -перехода обеспечивается высокоскоростным движением сравнительно небольшого количества дислокаций  $\rho_{d0} \ll \rho_f$ . Это дает основание считать, что в первом приближении эта стадия не приводит к изменению внутренних напряжений в образце и значение эффективного напряжения  $\tau^*$  в момент  $t = t_f$  начала флуктуационной стадии примерно совпадает с его значением  $\tau_0^* = \tau^*(t_{NS})$  в момент сверхпроводящего перехода. Соответствующее значение силового параметра  $\delta_{\tau 0}$  определяется формулами (П.7), в которых величина параметра  $A = 19$  соответствует скорости ползучести  $\dot{\epsilon} \approx \dot{\epsilon}_{st} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ . Используя значения (3) для других параметров, в этом приближении получаем:

$$\delta_{\tau 0} \approx 7 \cdot 10^{-2}, \quad T_g = \Theta_P \delta_{\tau 0}^{1/4} \approx 1,6 \text{ К}. \quad (6)$$

Это значение  $T_g$  несколько выше, чем граничная температура 1,3 К, ниже которой коэффициент  $\alpha_f$  на рис. 9 приобретает атермический характер. Можно также убедиться, что температурная зависимость  $\alpha_f(T)$ , согласно формулам (П.24), более слабая, чем показывает эксперимент (точки на рис. 9), если предполагать атермичность коэффициента упрочнения  $\kappa_S$ . Для количественного согласования формул (П.24) с экспериментальными данными при  $T < 1$  К необходимо использовать значение

$$\kappa_S (T \ll T_g) \approx 2,5 \cdot 10^8 \text{ Па}. \quad (7)$$

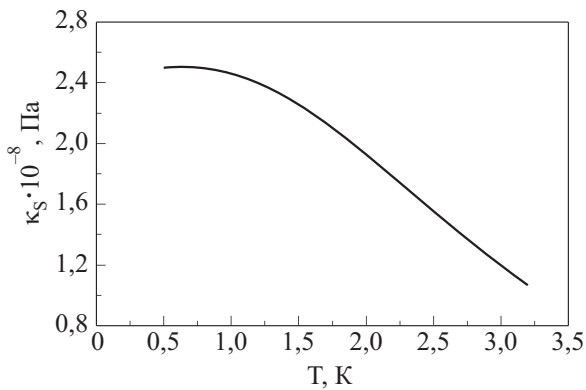


Рис. 11. Температурная зависимость коэффициента деформационного упрочнения  $\kappa_S(T)$ , позволяющая согласовать экспериментальные значения  $\alpha_f(T)$  (сплошная кривая на рис. 9) и теоретические соотношения (П.24).

В области более высоких температур такое согласование возможно, если предположить, что с ростом температуры коэффициент упрочнения убывает (рис. 11). Использование приведенной на рис. 11 зависимости  $\kappa_S(T)$  в формулах (П.24) дает среднюю по массиву экспериментальных точек зависимость  $\alpha_f(T)$ , показанную на рис. 9 сплошной линией.

## 5. Заключение

Основной результат выполненных в настоящей работе экспериментальных и теоретических (Приложение) исследований — выявление существенного влияния динамических дислокационных процессов на кинетику нестационарной ползучести металлического сверхпроводника при температурах порядка и ниже 1 К.

В экспериментах изучались монокристаллы  $\beta$ -олова, ориентированные для пластического скольжения по системе  $(100)\langle 010 \rangle$ . Ниже критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c = 3,7$  К в нагруженных выше предела текучести образцах возбуждалась нестационарная ползучесть переводом их из нормального в сверхпроводящее состояние магнитным полем. Анализ временной зависимости приращений деформации после  $NS$ -перехода показал существование трех стадий нестационарной ползучести: переходной, экспоненциальной и логарифмической.

Для физической интерпретации этих стадий в Приложении предложена и проанализирована дислокационная модель ползучести, основанная на представлениях о термически активированном, квантовом (туннельном) и динамическом движении дислокационных струн в потенциальном рельефе Пайерлса с учетом их электронного и радиационного торможения. Сопоставление результатов эксперимента и теории привело к заключению, что стадийный характер ползучести после  $NS$ -перехода определяется сменой

режимов движения дислокаций на границах наблюдаемых стадий.

Переходная стадия на кривой нестационарной ползучести отражает релаксацию дислокационного потока, возбужденного резким уменьшением электронного торможения дислокаций после  $NS$ -перехода. Измерение ее длительности дает эмпирическую оценку для характерного времени релаксации этого процесса.

Пластическая деформация на протяжении экспоненциальной стадии определяется динамическим (надбарьерным) движением относительно небольшого числа дислокационных сегментов, которые приобретают околосзвуковую скорость вследствие малой величины электронного трения в  $S$ -состоянии. Основным механизмом торможения этих сегментов являются потери на излучение звука (радиационное торможение). Уменьшение скорости ползучести в пределах данной стадии обусловлено постепенным истощением количества быстрых дислокаций.

Логарифмическая стадия нестационарной ползучести является следствием восстановления флуктуационного режима движения дислокаций через барьеры Пайерлса, который имел место в нормальном состоянии перед  $NS$ -переходом. Такое движение обеспечивается термически активированным или туннельным образованием критических парных кинков на дислокационных струнах, а затем их динамическим расширением и аннигиляцией. Как частота зарождения парных кинков, так и скорость их расширения существенно зависят от коэффициента электронного торможения дислокационной струны, поэтому ее средняя скорость перемещения через барьеры Пайерлса в сверхпроводящем состоянии значительно выше, чем в нормальном. Благодаря этому эффекту начальная скорость логарифмической ползучести в  $S$ -состоянии значительно превосходит ее стартовую величину перед  $NS$ -переходом. Постепенное затухание ползучести на протяжении этой стадии обусловлено влиянием деформационного упрочнения на среднюю скорость флуктуационного движения дислокаций.

Сопоставление результатов теории и экспериментальных данных позволило получить эмпирические оценки для характерных значений феноменологических параметров дислокационной модели ползучести: плотностей дислокаций в динамическом и флуктуационном дислокационном потоке; коэффициентов истощения в динамическом потоке и упрочнения в флуктуационном потоке; длины «свободного пробега» для отдельных дислокаций.

Приложение

Теоретическое описание переходной, динамической и флуктуационной стадий нестационарной ползучести

В.Д. Нацк

Закономерности движения дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса существенно различны в двух предельных случаях. При сравнительно низких значениях эффективного напряжения  $\tau^* = \tau - \bar{\tau}_i < \tau_P$  перемещение дислокационных струн на большие расстояния возможно только благодаря зарождению на них парных кинков в результате квантовых или тепловых флуктуаций [11, 12, 19]. Скорость такого движения  $V_f(\tau^*, T, B)$  зависит от напряжения  $\tau^*$ , температуры  $T$  и коэффициента трения  $B$ . Движение под действием достаточно высокого напряжения  $\tau^* > \tau_P$  должно приобретать динамический (надбарьерный) характер, а величина скорости  $V_d(\tau^*, B)$  в этом случае будет определяться значениями  $\tau^*$  и  $B$ . Отметим также, что влияние температуры как на флуктуационное, так и на динамическое движение дислокаций может быть связано с температурной зависимостью коэффициента трения  $B$ . В обсуждаемой области температур фоновое трение дислокаций мало по сравнению с электронным, поэтому такая зависимость отсутствует в нормальном состоянии, но сохраняется в сверхпроводящем состоянии из-за сильной зависимости от температуры коэффициента электронного трения  $B_S(T)$  [4].

Особое внимание следует уделить анализу дислокационных потоков в условиях, когда  $\tau^* = \tau - \bar{\tau}_i \cong \tau_P$ . Так как локальные значения внутренних напряжений  $\tau_i$  в объеме кристалла имеют значительный статистический разброс вокруг среднего значения  $\bar{\tau}_i$ , то при  $\tau^* \cong \tau_P$  часть дислокаций (или достаточно длинных сегментов дислокационных струн) будет совершать флуктуационное движение, а другая часть — динамическое. В таких случаях полную плотность дислокационного потока  $\rho V$ , которая определяет скорость пластической деформации  $\dot{\epsilon} = b\rho V$ , следует разделить на флуктуационную и динамическую компоненты:

$$\dot{\epsilon} = b[\rho_f V_f(\tau^*, T, B) + \rho_d V_d(\tau^*, B)]. \quad (\text{П.1})$$

Здесь  $\rho_f$  и  $\rho_d$  — суммарная длина в единице объема (плотность) сегментов дислокационных струн, которые находятся в состоянии флуктуационного и динамического движения соответственно.

Описание нестационарной ползучести на основе уравнения (П.1) значительно упрощается в предельных случаях, когда одна из компонент дислокационного потока намного превышает другую. Флуктуационный и динамический режимы ползучести рассмотрены ниже.

Флуктуационное движение дислокаций

Детальный теоретический анализ совместного влияния квантовых и тепловых флуктуаций на движение дислокаций в рельефе Пайерлса при  $\tau^* < \tau_P$  выполнен в работе [12], где для скорости  $V_f$  получено выражение

$$V_f(\tau^*, T, B) = \left[ \frac{a^2 v_0 v_k}{b} \right]^{1/2} \exp \left[ - \frac{H_c \delta_\tau^{5/4}}{2kT^* (\delta_\tau, T, B)} \right],$$

$$\delta_\tau = 1 - \frac{\tau^*}{\tau_P} > 0. \quad (\text{П.2})$$

Здесь  $k$  — постоянная Больцмана,  $b$  и  $a$  — соответственно величина вектора Бюргерса дислокаций и параметра решетки в направлении скольжения,  $v_k$  — скорость динамического движения кинка вдоль линии дислокации,  $v_0$  — частотный фактор,  $H_c$  — характерная энергия критического парного кинка. В области низких температур заметная величина скорости  $V_f$  обеспечивается достаточно малой величиной силового параметра  $\delta_\tau \ll 1$ , т.е. значениями эффективного напряжения  $\tau^* \approx \tau_P$ .

Влияние тепловых и квантовых флуктуаций на движение дислокаций при  $\tau^* < \tau_P$  определяется эффективной температурой  $T^*(\delta_\tau, T, B)$ . Высота и форма барьеров Пайерлса вместе с величиной эффективной массы дислокации определяют характеристическую температуру  $\Theta_P$ : при  $T \gg \Theta_P$  главное влияние на движение дислокаций оказывает процесс термоактивационного зарождения кинков, а при  $T \ll \Theta_P$  — туннельный процесс. Действие на дислокацию напряжения  $\tau^*$  понижает величину потенциального барьера для зарождения на линии дислокации критического парного перегиба: роль такого барьера играет энергия  $E(\tau^*) = H_c \delta_\tau^{5/4}$ . В соответствии с этим от напряжения  $\tau^*$  зависит и граничная температура  $T_g(\tau^*) = \Theta_P \delta_\tau^{1/4}$ , которая разделяет области преимущественного влияния квантовых и тепловых флуктуаций на этот процесс. Детальный анализ показал [12], что эффективная температура  $T^*(\delta_\tau, T, B)$  в формуле (П.2) достаточно хорошо аппроксимируется упрощенными формулами:

$$T^*(\delta_\tau, T, B) = \begin{cases} s_0(\Theta_P \delta_\tau^{1/4} - \Theta_B), & T < T_g; \\ T - \frac{s_1 k \Theta_P \Theta_B}{H_c \delta_\tau}, & T \gg T_g. \end{cases} \quad (\text{П.3})$$

Здесь  $s_0 \cong 0,9$  и  $s_1 \cong 5,4$  — численные коэффициенты;  $\Theta_B$  — характеристическая температура, связанная с демпфированием колебаний дислокационной струны электронным трением, она пропорциональна коэффициенту  $B$ . Этот коэффициент, а вместе с ним и  $\Theta_B$ , резко изменяются при NS-переходе. Согласно [4, 12], имеем:

$$\frac{B_S(T)}{B_N} = \frac{\Theta_{BS}(T)}{\Theta_{BN}} = F_S^{-1}(T), \quad T < T_c, \quad (\text{П.4})$$

$$F_S(T) = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{\Delta(T)}{kT} \right] \right\}.$$

В нормальном состоянии  $B_N$  и  $\Theta_{BN}$  от температуры не зависят, а в сверхпроводящем  $B_S(T)$  и  $\Theta_{BS}(T)$  резко убывают при понижении температуры в соответствии с формулой (П.4), в которой  $\Delta(T)$  — величина энергетической щели в электронном спектре сверхпроводника.

Отметим, что влияние электронного трения на интенсивность квантовых или тепловых колебаний дислокационной струны является довольно слабым, но пропорциональные  $\Theta_B$  и относительно малые слагаемые в формуле (П.3) следует сохранять, если (П.2)–(П.4) используются для описания влияния сверхпроводящего перехода на пластичность.

Характеристики нестационарной ползучести, возникающей в результате  $NS$ -перехода, существенно зависят не только от относительной величины скачка коэффициента электронного торможения дислокаций  $\frac{B_S}{B_N} = F_S^{-1}(T)$ , но и от уровня эффективного напряжения  $\tau_0^*$ , которое действует на дислокации в момент перехода  $t_{NS}$ . Малая величина скорости ползучести  $\dot{\epsilon}_{st}$  перед  $NS$ -переходом соответствует флуктуационному режиму движения дислокаций в нормальном состоянии, поэтому значение  $\tau_0^*$  определяется уравнением

$$b\rho_f V_f(\tau_0^*, T, B_N) = \dot{\epsilon}_{st}. \quad (\text{П.5})$$

Согласно формуле (П.2), это уравнение эквивалентно соотношениям

$$\frac{H_c \delta_\tau^{5/4}}{2kT^* (\delta_\tau, T, B_N)} = A, \quad A = \ln \left[ \frac{a\rho_f}{\dot{\epsilon}_{st}} (bv_0 v_{kn})^{1/2} \right],$$

$$\delta_{\tau_0} = 1 - \frac{\tau_0^*}{\tau_P}. \quad (\text{П.6})$$

Значение параметра  $A$  можно получить при экспериментальном изучении кинетики пластического течения методом активной деформации с постоянной скоростью  $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_{st}$ , соответствующая процедура разработана в работе [12]. Согласно (П.6),  $\tau_0^*$  и соответствующий ему силовой параметр  $\delta_{\tau_0}$  являются функциями температуры. Используя формулы (П.3) и пренебрегая в них малыми поправками, обусловленными электронным торможением, получим:

$$\delta_{\tau_0}(T) = 1 - \frac{\tau_0^*(T)}{\tau_P} = \begin{cases} \frac{2s_0 k \Theta_P A}{H_c}, & T < T_g; \\ \left( \frac{2kTA}{H_c} \right)^{4/5}, & T \gg T_g. \end{cases} \quad (\text{П.7})$$

### Динамические эффекты

Обсудим некоторые важные для нас аспекты влияния динамических эффектов на движение дислокаций в рельефе Пайерлса. Прежде всего следует обратить внимание на присутствие в формуле (П.2) для средней скорости флуктуационного движения дислокации динамического параметра — скорости динамического движения кинка  $v_k$ . Эта скорость определяется балансом сил  $ab\tau^* = \beta_k v_k$ , где левая часть равенства описывает действие на кинк эффективного напряжения, а правая — действие силы трения; согласно [4],  $\beta_k \cong l_k^{-1} a^2 B$ , где  $l_k$  — характерная ширина кинка, а  $B$  — коэффициент торможения единицы длины дислокационной линии. Если в состоянии динамического движения находится достаточно длинный сегмент дислокационной линии, то его скорость  $V_d$  определяется равенством  $b\tau^* = BV_d$ , в котором силы отнесены к единице длины.

Так как в рассматриваемых нами процессах нестационарной ползучести в условиях очень низких температур как флуктуационное, так и динамическое движение происходит под действием среднего эффективного напряжения  $\tau^* \cong \tau_P$ , то величины скоростей  $v_k$  и  $V_d$  можно оценивать с помощью соотношений

$$v_k = \frac{l_k b \tau_P}{aB}, \quad V_d = \frac{b \tau_P}{B}. \quad (\text{П.8})$$

Отметим, что при высоких значениях напряжения  $\tau^* \approx \tau_P$  ширина кинка  $l \approx a$ , поэтому  $v_k \approx V_d$ .

Однако при использовании формулы (П.8) следует проявлять определенную осторожность: она применима только при условии, что основной причиной торможения дислокаций является электронная вязкость. Это условие выполняется, если полученные с помощью (П.8) значения  $v_k, V_d \ll c_t$ , где  $c_t$  — скорость поперечных звуковых волн в рассматриваемом кристалле. Но при достаточно малой величине коэффициента трения  $B$  скорости  $v_k$  и  $V_d$  могут приобретать значения порядка  $c_t$ , в этом случае более эффективным механизмом торможения становится радиационное трение — потери энергии движущейся дислокации на излучение звуковых волн, которые сильно увеличиваются при  $v_k, V_d \rightarrow c_t$  [20,21]. Это торможение, а также сильное возрастание энергии и эффективной массы дислокации и кинков в «релятивистском» пределе ограничивают сверху возможные в реальных дислокационных процессах значения  $v_k$  и  $V_d$  величин

ной  $c_t$ . Поэтому при достаточно малых значениях  $B$  следует считать  $v_k \approx V_d \approx c_t$ .

Например, для  $\beta$ -олова в нормальном состоянии ( $B = B_N$ ), если воспользоваться оценками (3), получим:  $V_{dN} = V_N = b\tau_p/B_N \approx 3 \cdot 10^2 \text{ м/с} \ll c_t$ . При  $l_k \approx a$  скорость кинка  $v_k \approx V_N$  также удовлетворяет этому условию. В таких случаях в нормальном состоянии металлы формулы (П.8) дают корректные оценки для скорости стационарного движения дислокационных сегментов и кинков. Их также можно использовать для описания динамических дислокационных эффектов и в сверхпроводящем состоянии в ограниченном интервале температур  $T_0 < T < T_c$ , в котором  $v_{kS} \approx V_{dS} < c_t$ . Согласно (П.4) и (П.8), пороговая температура  $T_0$  определяется решением уравнения

$$F_S(T_0) = \frac{c_t}{V_N} = \frac{c_t B_N}{b\tau_p}. \quad (\text{П.9})$$

Таким образом, в сверхпроводящем состоянии при значениях  $\tau^* \approx \tau_p$  для температурных зависимостей стационарных скоростей динамического движения кинка  $v_{kS}(T)$  и дислокационного сегмента  $V_{dS}(T)$  можно использовать следующую аппроксимацию:

$$V_{dS}(T) \cong v_{kS}(T) \cong \begin{cases} V_N F_S(T), & T_0 < T < T_c; \\ c_t, & T < T_0; \end{cases} \quad (\text{П.10})$$

$$V_N = \frac{b\tau_p}{B_N}. \quad (\text{П.11})$$

### Переходная стадия

Переходная стадия представляет собой релаксационный процесс, в результате которого квазистационарное движение дислокаций перед  $NS$ -переходом со скоростью  $V_f(\tau_{st}^*, T, B_N)$  превращается после  $NS$ -перехода в квазистационарное движение со скоростью  $V_d(\tau_{st}^*, B_S)$ , или скоростью  $V_f(\tau_{st}^*, T, B_S)$ , если динамическая стадия отсутствует. Предполагается, что эффективное напряжение на протяжении этой стадии существенно не изменяется и сохраняет значение  $\tau_{st}^* = \tau^*(t_{NS}) = \tau_0^*$  (П.7), которое оно имело в момент  $NS$ -перехода, а новый режим движения возникает только вследствие изменения  $B$ .

Аналитическое описание зависимости от времени деформации ползучести  $\delta\epsilon_S(t)$  на переходной стадии является очень сложной задачей. Ее строгое решение требует микроскопического рассмотрения не только движения дислокаций через барьеры Пайерлса, но и учета междислокационного взаимодействия при трансформациях дислокационного потока, обусловленных резким уменьшением электронного трения в результате  $NS$ -перехода. Особенно сложно описать пе-

реход флуктуационного течения дислокационного потока в нормальном состоянии к динамическому течению после  $NS$ -перехода, так как при этом происходит не только резкое изменение скоростей отдельных дислокаций, но и существенное изменение количества эффективных дислокаций в потоке ( $\rho_d \ll \rho_f$ ). Оценку по порядку величины длительности переходной стадии  $\Delta t_r$  можно получить только в области температур  $T > T_0$ , где динамические эффекты выражены относительно слабо.

В этом температурном интервале большинство дислокаций после  $NS$ -перехода продолжают движение в флуктуационном режиме с более высокой скоростью  $V_f(\tau_0^*, T, B_S) > V_f(\tau_0^*, T, B_N)$ . В этих условиях время релаксации для дислокационного потока  $\Delta t_r$  можно оценить, как время «свободного пробега» отдельной дислокации в потоке

$$\Delta t_r = LV_f^{-1}(\tau_0^*, T, B_S), \quad T > T_0, \quad (\text{П.12})$$

где  $L$  — длина «свободного пробега». На основании соображений общего характера естественно ожидать, что  $L$  имеет величину порядка среднего расстояния между дислокациями в потоке  $L \propto \rho_f^{-1/2}$ , хотя ее точное значение в пределах этого порядка может зависеть от характерных значений  $V_f$  и через них от температуры.

Изложенные выше соображения позволяют связать время задержки  $\Delta t_r$  со скоростью деформации в начале флуктуационной стадии  $\dot{\epsilon}_f = b\rho_f V_f(\tau_0^*, T, B_S)$ . Если с помощью данных эксперимента получить значения этих величин при различных значениях температуры, то должно выполняться соотношение

$$\Delta t_r(T) \dot{\epsilon}_f(T) = Lb\rho_f \propto b\rho_f^{1/2}, \quad T > T_0. \quad (\text{П.13})$$

Для проверки изложенных выше соображений и соотношения (П.13) необходимо иметь независимую эмпирическую оценку для плотности дислокаций  $\rho_f$ . Ее можно получить, используя метод активной деформации образцов с постоянной скоростью  $\dot{\epsilon}$ . Измерение скоростной чувствительности деформирующего напряжения при базовой скорости деформации  $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_{st}$  и различных значениях температуры позволяют найти величину параметра  $A$ , после чего значение  $\rho_f$  вычисляется согласно (П.6) по формуле

$$\rho_f \approx \frac{\dot{\epsilon}}{ab} \left( \frac{B_N}{v_0\tau_p} \right)^{1/2} e^A. \quad (\text{П.14})$$

### Динамическая стадия

В общем случае после перевода образца, деформируемого в условиях ползучести, из нормального в сверхпроводящее состояние можно ожидать реализацию двух различных ситуаций. Первая из них: в неко-

тором малом температурном интервале ( $T_{01} < T < T_c$ ) вблизи температуры перехода, когда скачок коэффициента электронного трения  $B_N/B_S = F_S(T)$  не слишком велик, в сверхпроводящем состоянии сохраняется флуктуационный характер дислокационного потока и при описании ползучести в уравнении деформирования (П.1) можно полагать  $\rho_d = 0$ . Вторая ситуация: при температурах  $T \ll T_c$  и достаточно малых значениях силового параметра  $\delta_{\tau_0} \ll 1$  возникает довольно большая плотность динамических дислокаций  $\rho_d$ , которые движутся с околосвуковыми скоростями  $V_N < V_d < c_t$  и дислокационный поток приобретает преимущественно динамический характер.

Возможность реализации второй ситуации связана как с общей нестабильностью дислокационного потока при значениях эффективного напряжения  $\tau^* \approx \tau_P$ , так и с проявлением инерционных свойств дислокационных струн при малой величине коэффициента электронного трения  $B_S \ll B_N$  [22]. В этом случае кинетика нестационарной ползучести после завершения переходной стадии при  $t > t_{NS} + \Delta t_r$  будет определяться уравнением

$$\dot{\varepsilon}_S = b\rho_d V_{dS}(T), \quad (\text{П.15})$$

а температурная зависимость скорости динамического движения дислокаций описывается формулами (П.9)–(П.11).

Затухание динамической ползучести с течением времени естественно связывать с процессами «истощения» плотности быстрых дислокаций. Уменьшение  $\rho_d$  в процессе ползучести обусловлено как выходом быстрых дислокаций на поверхность образца, так и существенной пространственной неоднородностью полей внутренних напряжений в кристалле и наличием областей с высокими значениями  $\tau_i > \tau - \tau_P$ , которые «непроницаемы» для динамического дислокационного потока. Учет процесса «истощения» плотности быстрых дислокаций в уравнении (П.15) можно осуществить с помощью феноменологического соотношения:

$$\rho_d(t) = \rho_{d0}[1 - q\delta\varepsilon(t)], \quad (\text{П.16})$$

где  $\rho_{d0}$  — плотность быстрых дислокаций в момент начала динамической стадии кривой ползучести  $t_d = t_m = t_{NS} + \Delta t_r$ , а  $q$  — коэффициент истощения. Величины  $\rho_{d0}$  и  $q$  играют роль феноменологических параметров теории ползучести и подлежат определению на основе экспериментальных данных. Основываясь на общих соображениях, можно ожидать, что их значения будут весьма чувствительны к структурному состоянию кристаллического образца и могут зависеть от температуры.

Объединяя (П.15) и (П.16), получим уравнение, описывающее динамическую стадию ползучести после  $NS$ -перехода:

$$\frac{d}{dt}[\delta\varepsilon_S(t)] = \dot{\varepsilon}_S(t_d) - C_d \delta\varepsilon_S(t), \quad (\text{П.17})$$

$$\dot{\varepsilon}_S(t_d) = b\rho_{d0}V_{dS}, \quad C_d = q\dot{\varepsilon}_S(t_d).$$

Решение уравнения (П.17) дает экспоненциальную зависимость от времени приращения деформации на протяжении динамической стадии:

$$\delta\varepsilon_S(t) = q^{-1}\{1 - \exp[-q\dot{\varepsilon}_S(t_d)(t - t_d)]\}, \quad t \geq t_d. \quad (\text{П.18})$$

### Флуктуационная стадия

Анализ экспериментальных данных показывает, что динамическая стадия ползучести, если она возникает, определяется быстрым движением относительно небольшого количества дислокаций  $\rho_{d0} \ll \rho_f$ . Поэтому можно предполагать, что за время  $t_f - t_{NS}$  средняя плотность дислокаций в кристалле, а вместе с ней и характерное значение внутренних напряжений  $\bar{\tau}_i$ , практически не изменяются. Это означает, что значения эффективного напряжения  $\tau^*$  и силового параметра  $\delta_\tau$  в момент начала флуктуационной стадии  $t_f$  совпадают с их значениями  $\tau_0^*$  и  $\delta_{\tau_0}$  (П.7) в момент  $t_{NS}$ . Затухание флуктуационной ползучести при  $t > t_f$  является следствием деформационного упрочнения (накопления в кристалле неподвижных дислокаций). Этот эффект в теории ползучести обычно описывается феноменологическим соотношением:

$$\tau^*(t) = \tau_0^* - k\delta\varepsilon(t), \quad t > t_f \quad (\text{П.19})$$

где  $k$  — коэффициент упрочнения. В общем случае этот коэффициент может зависеть от температуры и структурного состояния кристалла (например, от величины суммарной пластической деформации), а также имеет различные значения в нормальном и сверхпроводящем состояниях ( $\kappa_S > \kappa_N$ ) [8,23].

В конечном итоге описание флуктуационной стадии ползучести после  $NS$ -перехода сводится к уравнениям

$$\frac{d}{dt}(\delta\varepsilon_S) = a\rho_f(bv_0v_{kS})^{1/2} \exp\left[-\frac{H_c\delta_\tau^{5/4}}{2kT^*(\delta_\tau, T, B_S)}\right], \quad (\text{П.20})$$

$$\delta_\tau = \delta_{\tau_0} + \frac{\kappa_S}{\tau_P} \delta\varepsilon_S.$$

Приращение деформации в пределах отдельной стадии ползучести является очень малым, что позволяет в первом из этих уравнений показатель экспоненты записать в линейном приближении по  $\delta\varepsilon_S$ . В этом



приближении флуктуационная стадия ползучести описывается уравнением

$$\ln\left[\frac{d}{dt}(\delta\varepsilon_S)\right] = \ln\dot{\varepsilon}_S(t_f) - C_f \delta\varepsilon_S, \quad t > t_f. \quad (\text{П.21})$$

Решение этого уравнения дает логарифмический закон для зависимости  $\delta\varepsilon_S(t)$ :

$$\delta\varepsilon_S(t) = \alpha_f \ln[\alpha_f^{-1} \dot{\varepsilon}_S(t_f)(t - t_f) + 1], \quad t > t_f. \quad (\text{П.22})$$

Параметры уравнения (П.21) и его решения (П.22) связаны с параметрами рассматриваемой модели ползучести соотношениями

$$\dot{\varepsilon}_S(t_f) = \rho_f b V_f(\tau_0^*, T, B_S); \quad (\text{П.23})$$

$$\alpha_f = C_f^{-1} = \begin{cases} \frac{2s_0 \tau_P k \Theta_P}{H_c \kappa_S}, & T < T_g; \\ \frac{4\tau_P}{5A\kappa_S} \left(\frac{2kTA}{H_c}\right)^{4/5}, & T_g \ll T < T_c. \end{cases} \quad (\text{П.24})$$

Отметим, что измерения в экспериментах коэффициента логарифмической ползучести  $\alpha_f(\varepsilon, T)$  при различных значениях полной деформации  $\varepsilon$  и температуры  $T$  позволяют получить эмпирические оценки для коэффициента деформационного упрочнения  $\kappa_S(\varepsilon, T)$ , если известны значения других параметров в формулах (24).

Отдельного обсуждения заслуживает температурная зависимость характеристик ползучести, инициированной NS-переходом, вблизи критической температуры  $T_0 < T < T_c$ . Анализ формул (П.2)–(П.4) и (П.23) показывает, что при этих температурах главную роль играет резкое увеличение после NS-перехода скорости кинков  $v_{Sk} = v_{kN} F_S(T)$  в формуле (П.2). Пренебрегая слабым влиянием электронного трения на эффективную температуру  $T^*$  (П.3), получим:

$$\dot{\varepsilon}_S(t_f) - \dot{\varepsilon}_{st} = \left[ \frac{V_f(\tau_0^*, T, B_S)}{V_f(\tau_0^*, T, B_N)} - 1 \right] \dot{\varepsilon}_{st} = [\sqrt{F_S(T)} - 1] \dot{\varepsilon}_{st}, \quad T_c - T \ll T_c. \quad (\text{П.25})$$

Отсюда видно, что при  $T \rightarrow T_c$  скачок скорости ползучести исчезает, так как  $F_S(T_c) = 1$ . В результате этого исчезают полное приращение деформации ползучести и все ее стадии.

В заключение авторы выражают благодарность С.Э. Шумилину за полезное обсуждение результатов работы.

1. В.И. Старцев, В.Я. Ильичев, В.В. Пустовалов, *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах*, Metallургия, Москва (1975).
2. В.П. Солдатов, В.И. Старцев, Т.И. Вайнблат, *Препринт ФТИНТ АН УССР*, Харьков (1969); *Phys. Status Solidi A1*, 47 (1970).
3. И.А. Гиндин, Б.Г. Лазарев, Я.Д. Стародубов, *Препринт ХФТИ №36*, Харьков (1969); И.А. Гиндин, Б.Г. Лазарев, Я.Д. Стародубов, *ДАН СССР* **188**, 803 (1969).
4. М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацик, *УФН* **111**, 655 (1973).
5. В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, *ФНТ* **32**, 3 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 1 (2006)].
6. В.П. Солдатов, В.Д. Нацик, Г.И. Кириченко, *ФНТ* **27**, 1421 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 1048 (2001)].
7. В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, Г.И. Кириченко, Л.Г. Иванченко, *ФНТ* **29**, 451 (2003) [*Low Temp. Phys.* **29**, 340 (2003)].
8. В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, Г.И. Кириченко, Л.Г. Иванченко, *ФНТ* **32**, 1566 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 1194 (2006)].
9. В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, Л.Г. Иванченко, Г.И. Кириченко, *ФНТ* **30**, 340 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 253 (2004)].
10. Ф. Гарофало, *Законы ползучести и длительной прочности металлов*, Metallургия, Москва (1968).
11. Б.В. Петухов, В.Л. Покровский, *ЖЭТФ* **63**, 634 (1973).
12. В.Д. Нацик, Г.И. Кириченко, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 965 (1996).
13. М.М. Калугин, В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, И.А. Шепель, *ФНТ* **19**, 713 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 512 (1993)].
14. М.В. Зиновьев, В.А. Коваль, Л.И. Даниленко, В.П. Солдатов, *Проблемы прочности*, № 6, 92 (1970).
15. Л.И. Даниленко, М.В. Зиновьев, В.А. Коваль, В.П. Солдатов, в сб.: *Физика конденсированного состояния*, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1971), вып. 12, с. 4.
16. Ю.Г. Казаров, в сб.: *Физика конденсированного состояния*, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1973), вып. 11, с. 100.
17. Г.И. Кириченко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **12**, 93 (1986).
18. Дж. Кэй, Т. Лэби, *Таблицы физических и химических постоянных*, Изд-во физ.-мат. лит., Москва (1962); У. Чайлдс, *Физические постоянные*, Изд-во физ.-мат. лит., Москва (1961).
19. А. Zeeger, *Zs. Metallkunde* **B72**, 369 (1981).
20. D. Rogula, *Bull. Acad. Pol. Science, Ser. Science Techn.* **13**, 585 (1965); *ibid.* **14**, 159 (1966).
21. В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом, *УФН* **115**, 3 (1975).
22. Т. Suzuki and М. Koizumi, *Philos. Mag.* **A67**, 1153 (1993).
23. В.В. Пустовалов, И.Н. Кузьменко, Н.В. Исаев, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **30**, 109 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 82 (2004)].

Dynamical dislocation effects in  
low-temperature NS-induced transition creep of  
 $\beta$ -Sn single crystals

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

Low-temperature creep has been studied on high-purity  $\beta$ -Sn single crystals oriented for (100) $\langle$ 010 $\rangle$  plastic slip. The experiments were conducted at temperatures  $0.5 < T < T_c$  where  $T_c \approx 3.7$  K is the critical temperature of the superconducting transition. The samples were loaded to above the yield point and there occurred a transient creep initiated by the normal ( $N$ ) — superconducting ( $S$ ) state transition. It is found that the time dependence of deformation increase after the  $NS$ -transition consists of three stages: transient, exponential and logarithmic. To make a physical interpretation of these stages, a creep theory has been developed (see supplement)

which is based on the concepts of thermally activated, quantum (tunnel) and dynamical motions of dislocations in the potential Peierls relief with due account of their electron and radiation retardation. The specific features of individual creep stages associated with the dynamical properties of the dislocation strings are analysed in detail. The superconducting transition of the samples results in a sharp decrease of the contribution of the dislocation flow dynamical component to creep rate. Comparison between the experimental and theoretical data permits the empirical values of some phenomenological parameters of the dislocation model to be obtained.

PACS: 62.20.Hg Creep;  
74.25.Ld Mechanical and acoustical properties, elasticity, and ultrasonic attenuation.

Keywords: low temperature, tin, superconductivity, creep, dislocations.