

Влияние сверхпроводящего перехода на макроскопические характеристики пластичности металлов и сплавов: фундаментальные и прикладные аспекты (Обзор)

В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко

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

Статья поступила в редакцию 28 марта 2005 г., после переработки 12 июля 2005 г.

Систематизированы результаты работ, посвященных обнаружению и исследованию нового явления — изменения макроскопических характеристик пластической деформации металлов и сплавов при сверхпроводящем переходе. В этих работах впервые показана эффективность электронного торможения дислокаций при низкотемпературной деформации. В обзоре приведены основные экспериментальные закономерности явления — зависимости характеристик изменения пластичности при сверхпроводящем переходе от напряжения, деформации, температуры, скорости деформации и концентрации легирующего элемента в сверхпроводнике, а также результаты, указывающие на корреляцию характеристик эффекта со сверхпроводящими свойствами. Проанализированы эксперименты, направленные на выяснение механизма явления. Кратко изложены теоретические работы, связанные с исследованием электронного торможения дислокаций в металлах в нормальном и сверхпроводящем состояниях и влиянием сверхпроводящего перехода на пластичность. Проведено сравнение теоретических результатов с экспериментальными. Приведены примеры использования эффекта в качестве нового метода исследования физических механизмов низкотемпературной пластической деформации. Отдельно обсуждены прикладные аспекты явления.

Систематизовано результати робіт, присвячених виявленню й дослідженню нового явища — зміні макроскопічних характеристик пластичної деформації металів і сплавів при надпровідному переході. У цих роботах вперше показано ефективність електронного гальмування дислокацій при низькотемпературній деформації. В огляді наведено основні експериментальні закономірності явища — залежності характеристик зміни пластичності при надпровідному переході від напруги, деформації, температури, швидкості деформації й концентрації легуючого елемента в надпровіднику, а також результати, що вказують на кореляцію характеристик ефекту з надпровідними властивостями. Проаналізовано експерименти, спрямовані на з'ясування механізму явища. Коротко викладено теоретичні роботи, пов'язані з дослідженням електронного гальмування дислокацій у металах у нормальному й надпровідному станах і впливом надпровідного переходу на пластичність. Проведено порівняння теоретичних результатів з експериментальними. Наведено приклади використання ефекту як нового методу дослідження фізичних механізмів низькотемпературної пластичної деформації. Окремо обговорено прикладні аспекти явища.

PACS: 62.20.Fe

Ключевые слова: сверхпроводящий переход, пластичность, дислокации, электронное торможение

Содержание

1. Введение	5
2. История вопроса	5
3. Обнаружение влияния сверхпроводящего перехода на макроскопические характеристики пластической деформации	7
3.1. Схема эксперимента	7
3.2. Изменения характеристик пластичности при сверхпроводящем переходе.	7
3.2.1. Деформация с постоянной скоростью	7
— Различие предела текучести в нормальном и сверхпроводящем состояниях	7
— Изменение деформирующего напряжения при сверхпроводящем переходе	8
3.2.2. Ползучесть	9
3.2.3. Релаксация напряжений	9
4. Основные экспериментальные закономерности эффекта	10
4.1. Общие закономерности и основные характеристики эффекта	10
4.2. Переходные процессы	11
4.2.1. Деформация с постоянной скоростью	11
4.2.2. Ползучесть	12
4.3. Зависимость от деформации и напряжения	12
4.3.1. Скачок деформирующего напряжения в условиях деформации с постоянной скоростью	12
4.3.2. Скачок деформации в условиях ползучести	13
4.3.3. Скачок деформирующего напряжения в условиях релаксации напряжений	14
4.4. Захват магнитного потока	14
4.5. Скоростные зависимости	17
4.5.1. Деформация с постоянной скоростью	17
4.5.2. Ползучесть	18
4.6. Концентрационные зависимости изменений характеристик пластичности при сверхпроводящем переходе	18
5. Влияние сверхпроводящего перехода на деформационное двойникование	20
6. Корреляция характеристик эффекта со сверхпроводящими свойствами	22
6.1. Температурная зависимость характеристик изменения пластичности при сверхпроводящем переходе.	22
6.1.1. В условиях деформации с постоянной скоростью	22
6.1.2. В условиях ползучести	23
6.1.3. В условиях релаксации напряжений	25
6.2. Зависимость характеристик эффекта от магнитного поля	26
6.2.1. Промежуточное состояние	26
6.2.2. Смешанное состояние	28
6.3. Влияние параметров энергетического спектра электронов	30
7. Основные теоретические представления о влиянии сверхпроводящего перехода на пластичность.	30
7.1. Электронное торможение дислокаций в нормальном и сверхпроводящем состояниях	30
7.2. Флуктуационный механизм	32
7.3. Инерционный механизм	33
7.4. Термоинерционный механизм	33
7.5. Квантово-инерционный механизм.	35
7.6. Другие гипотезы	35
7.7. Сравнение выводов теорий с экспериментом	36
7.8. Теоретические гипотезы, относящиеся к ОЦК кристаллам	38
8. Прямые эксперименты	38
8.1. Влияние сверхпроводящего перехода на подвижность дислокаций в Nb.	38
8.2. Изучение влияния электронного состояния на пирамидальное и базисное скольжение	39
8.3. Пробеги дислокаций в нормальном и сверхпроводящем состояниях.	40

8.4. Дефектная структура кристалла после деформации в нормальном и сверхпроводящем состояниях	40
9. Новый метод изучения механизмов низкотемпературной пластичности	41
9.1. Изучение туннелирования дислокаций	41
9.2. Изучение низкотемпературной скачкообразной деформации	42
9.3. Изучение релаксации напряжений	42
9.4. Изучение взаимодействия дислокаций с флюксоидами	42
9.5. Изучение взаимодействия дислокаций с доменами нормальной фазы в промежуточном состоянии	43
9.6. Пластическая деформация композита	43
10. Прикладные аспекты	43
10.1. Упрочнение сверхпроводящими переходами	43
10.2. Упрочнение в сверхпроводящем состоянии	44
10.3. Усталость в нормальном и сверхпроводящем состоянии	45
10.4. Влияние сверхпроводящего перехода на трибологические свойства металлов и сплавов	46
11. Эксперименты на ВТСП	46
12. Заключение	47
13. Литература	47

*Памяти проф. В.И. Старцева (27.11.1913–26.12.1988)
и проф. Taira Suzuki (3.01.1918–19.12.1999),
стоявших у истоков этих исследований*

Введение

В 1968 г. две группы экспериментаторов в Институте физики твердого тела Токийского университета [1] и в Физико-техническом институте низких температур в Харькове [2] независимо и практически одновременно разными способами обнаружили изменение макроскопических характеристик пластической деформации металлов при сверхпроводящем переходе. Эти эксперименты впервые показали эффективность электронного торможения дислокаций при низкотемпературной макроскопической деформации металлов и сплавов. С этого момента началось интенсивное экспериментальное, а затем и теоретическое исследование эффекта. Через некоторое время аналогичные наблюдения были сделаны в других макроскопических экспериментах — в условиях ползучести [3,4] и релаксации напряжений [5–7]. За время, прошедшее с момента первых экспериментов по обнаружению влияния сверхпроводящего перехода на пластичность, проведены обширные исследования этого эффекта в различных лабораториях разных стран. Ряд работ был выполнен в СССР (в Украине и России) и Японии, в которых начинались исследования, интересные работы проведены в США, Канаде, Австрии, Аргентине и Франции. В дальнейшем было выполнено значительное число работ, направленных на доказательство связи эффекта с дислокационно-электронным взаимодействием, экспериментальное исследование механизмов, построение теории изменения пластичности при сверхпроводящем переходе. В ряде работ эффект был использован в качестве нового метода

изучения механизмов низкотемпературной пластичности, изучалось также влияние сверхпроводящего перехода на деформационное упрочнение, на процессы усталости, трения и износа, что может иметь прикладное значение. Обобщение некоторых ранних работ содержится в нескольких обзорах [8–15], последний из которых вышел в Японии в 1985 г. [15]. В последнее время выполнен ряд интересных и принципиальных исследований, которые вместе с ранними, но не вошедшими в упомянутые обзоры работами, существенно углубляют представления о влиянии сверхпроводящего перехода на пластичность. В связи с этим представляется актуальным подробное с максимальной полнотой изложение современного состояния вопроса. Такая попытка сделана в настоящем обзоре с акцентом на систематизацию экспериментальных данных.

2. История вопроса

Вопрос о механических эффектах при сверхпроводящем переходе первоначально обсуждался в рамках термодинамического рассмотрения [16], которое показало, что при переходе металла в сверхпроводящее состояние должны существовать изменения объема, коэффициента термического расширения и модулей упругости. Расчеты показали, что эти различия должны быть очень малыми, поэтому при существовавшей технике измерений они долгое время не обнаруживались. Поскольку характеристики неупругой пластической деформации зависят от модулей упругости, то, казалось, влияние сверхпроводящего перехода на пластичность следу-

ет искать в изменениях модулей упругости. Развитие экспериментальной техники и использование ультразвуковой методики позволило измерить модули упругости и их изменения с высокой точностью ($\sim 10^{-7}$) и определить малые изменения модулей упругости при сверхпроводящем переходе [17]. В монокристаллах ванадия наибольшее изменение при сверхпроводящем переходе претерпевает модуль сдвига $c_{44} = G$, относительное изменение которого составляет при $T = 1,5 \text{ К}$ $\Delta c_{44}/c_{44} = 10^{-4}$. Аналогичный результат получен на ниобии. В свинце максимальное изменение претерпевает величина $(c_{11} - c_{12})/2$ и составляет $3 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, термодинамически равновесные изменения модулей упругости при сверхпроводящем переходе весьма малы. Если считать, что макроскопические характеристики пластической деформации (предел текучести, деформирующее напряжение) при NS -переходе изменяются в меру изменений модулей (например, 10^{-5}), то величина различий этих характеристик будет намного меньше чувствительности современной регистрирующей аппаратуры.

Более плодотворным и обнадеживающим оказалось рассмотрение пластичности с точки зрения интенсивно развивающихся дислокационных представлений. Пластическая деформация является сложным процессом, включающим движение дислокаций (термоактивированное, квантовое и динамическое), их возникновение и аннигиляцию, а также взаимодействие между собой. При таком подходе появляется возможность обсуждать влияние сверхпроводящего перехода на пластичность, так как динамическое поведение дислокаций определяется не только взаимодействием с фононами, но и с электронами проводимости. Об этом свидетельствовали первые корректные теоретические исследования электронного торможения дислокаций, опубликованные в 1966 г. [18,19]. В [18] также содержались качественные соображения относительно ситуации в сверхпроводящем состоянии. В это же время в 1965–66 гг. начали появляться экспериментальные работы, где изучали поглощение ультразвука, связанное с дислокационными процессами. Было показано, что амплитудно-независимое дислокационное поглощение ультразвука обусловлено колебаниями дислокационного сегмента, а нелинейные эффекты (амплитудно-зависимое поглощение ультразвука) — отрывом дислокаций от точек закрепления [19]. Эти наблюдения стимулировали развитие теории дислокационно-электронного взаимодействия. Макроскопический процесс пластической деформации, характеризующийся пределом текучести и деформирующим напряжением, обусловлен трансляционным движением дислокаций на гораздо большие

расстояния. Например [20], при напряжениях ниже предела текучести в монокристаллах меди величины пробега дислокаций при 77,3 К составляют до 2000 мкм. Выше предела текучести на I стадии упрочнения пробег краевых дислокаций в меди составляет в среднем 600–700 мкм, в цинке — 1000–5000 мкм. На II стадии пробег в среднем составляет 100 мкм, превышая на 5 порядков смещения дислокаций под воздействием ультразвуковых колебаний. Таким образом, наблюдаемые в ультразвуковых экспериментах эффекты электронного торможения дислокаций не могли быть перенесены на процессы макроскопической пластичности, в которых сложным образом переплетены свободное и надбарьерное движение дислокаций, их взаимодействие с центрами закрепления, открепление и размножение. Следовательно, вопрос о влиянии сверхпроводящего перехода на макроскопические характеристики пластической деформации оставался открытым. К тому же эксперименты по деформации свинца при 77,3 и 4,2 К соответственно в нормальном и сверхпроводящем состояниях не обнаружили никаких изменений [21].

В 1967 г. на конференции в Токио было представлено два доклада, которые можно считать исходными в постановке прямых экспериментов, направленных на изучение влияния сверхпроводящего перехода на макроскопическую пластичность. В докладе [22] сообщалось об измерениях скоростей дислокаций в меди, цинке и медных сплавах. Вблизи предела текучести при 77,3 К они составляли 10^3 см/с , что указывало на динамическое торможение дислокаций, главной составляющей которого при низких температурах является электронное. В дальнейшем оказалось, что сверхпроводящий переход влияет не только на динамическое, но и на термоактивационное движение дислокаций. В докладе [23] были представлены результаты изучения температурной зависимости предела текучести τ_0 монокристаллов высокочистого свинца, и в случае кристаллов, ориентированных для единичного скольжения, наблюдалось снижение τ_0 между 20 и 4,2 К. В дискуссии по докладу [23] высказывалось предположение, что это снижение обусловлено переходом свинца в сверхпроводящее состояние. Впоследствии оказалось, что аномальная зависимость τ_0 от температуры является более общим явлением, наблюдается в большинстве металлов и сплавов, в том числе и в несверхпроводниках, и обусловлена усилением динамических эффектов с понижением температуры [24]. Тем не менее полученные в [22] и [23] результаты стимулировали развитие этих работ, следующим шагом в которых была постановка прямых экспериментов.

3. Обнаружение влияния сверхпроводящего перехода на макроскопические характеристики пластической деформации

3.1. Схема эксперимента

Эксперименты по обнаружению изменения макроскопических характеристик пластичности при сверхпроводящем переходе состояли в деформировании образца при одной и той же температуре ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c , но в разных электронных состояниях или со сверхпроводящим переходом в процессе деформации. В большинстве таких экспериментов изменение электронного состояния осуществлялось включением и выключением магнитного поля, напряженностью выше критической (H_c). Для этого образец помещался в сверхпроводящий соленоид, который монтировался в деформирующее устройство (рис. 1). Особенностью такого способа и его недостатком является то, что в определенных экспериментальных ситуациях (см. 4.4) при выключении магнитного поля может происходить захват деформируемым образцом магнитного потока, что необходимо учитывать при измерениях. Ограничение такого способа изменения электронного состояния состоит также в невозможности использования высоких напряженностей магнитного поля (выше 1 Тл) из-за возможных стрикционных эффектов в нагружающих элементах. Это исключает из орбиты исследований наиболее важные в практическом отношении сверхпроводники с критическими полями выше 1 Тл.

Электронное состояние можно изменять также пропусканием через образец тока плотностью выше критической (I_c). Этот способ, использованный в [25], оказался удобным для проведения тонких экспериментов в промежуточном и смешанном состояниях сверхпроводника. Ограничения этого способа связаны с необходимостью использования только малых плотностей тока для исключения нежелательных тепловых и механических эффектов. В результате, как и в экспериментах с использованием магнитного поля, жесткие, технически важные сверхпроводники изучать таким образом невозможно.

Перевод образца из сверхпроводящего в нормальное состояние можно осуществить с помощью импульса тепла, переведя образец через T_c . Этот способ, до сих пор нереализованный, по-видимому, требует особого подбора условий эксперимента, так как интервал изменений температуры должен быть как можно меньше, чтобы исключить или свести к минимуму возможное изменение с температурой механических характеристик. Правда, как будет показано дальше (6.1), приближаясь к T_c , мы уменьшаем величину эффекта. Трудности реализации этого

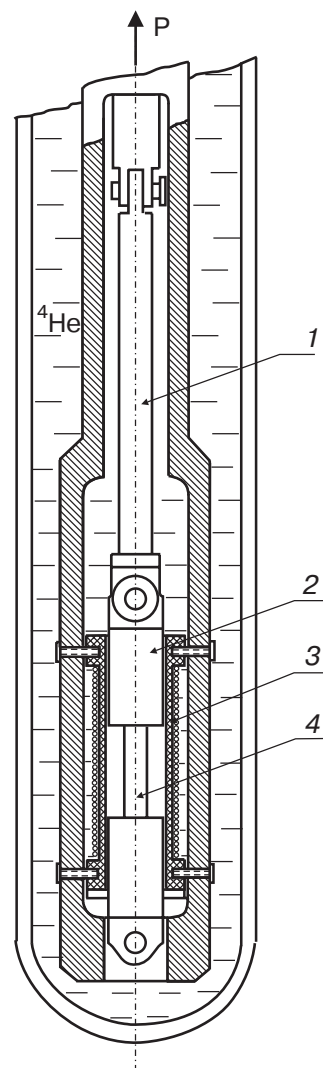


Рис. 1. Криогенная часть деформирующего устройства, модифицированная для экспериментов в магнитном поле. Подвижный шток деформационной машины (1), захват образца (2), сверхпроводящий соленоид, закрепленный на неподвижной силовой трубе (3), образец (4).

способа фактически сводят на нет его потенциальные возможности изучения сверхпроводников с любыми H_c и I_c . Видимо, с этим связаны безуспешные попытки обнаружить влияние сверхпроводящего перехода путем сравнения механических свойств свинца [21] при 77,3 и 4,2 К ($T_c \cong 7,2$ К), кривых растяжения ниобия [26] при 17 и 7 К ($T_c \cong 9,25$ К), кинетики развития полос скольжения в свинце [27] при 10 и 4,2 К ($T_c \cong 7,2$ К).

3.2. Изменения характеристик пластичности при сверхпроводящем переходе

3.2.1. Деформация с постоянной скоростью. — Различие предела текучести в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Опыты по определению влияния сверхпроводящего перехода на вели-

чину критического напряжения сдвига (КНС) τ_0 монокристаллов состояли в проведении парных, следующих один за другим (с промежуточным отжигом при $0,8T_m$) нагружений одного и того же образца при T ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c до КНС без поля (сверхпроводящее состояние S) и в магнитном поле напряженностью выше H_c (нормальное состояние N). Для повышения достоверности получаемых результатов последовательность изменения состояния менялась от опыта к опыту, от образца к образцу. Первые эксперименты [2,28], проведенные на монокристаллах свинца чистотой 99,9992% с осью растяжения, благоприятной для легкого скольжения (вблизи [110]), показали, (рис. 2,а), что КНС в N -состоянии всегда выше КНС того же образца в S -состоянии. В среднем по всем опытам это превышение составило $\sim 30\%$. По абсолютной величине при 4,2 К различие в КНС в N - и S -состояниях ($\Delta\tau_{0NS}$) составляло 25–710 кПа, в среднем 590 кПа. Для монокристаллов свинца той же чистоты с ориентацией оси растяжения вблизи [111] [29–31] эти различия составляют 4,5–39%.

Описанные измерения весьма трудоемки, что не позволяет использовать их для изучения различных закономерностей. Вместе с тем метод многократного определения предела текучести с промежуточным отжигом образца имеет определенные достоинства. На предел текучести влияние сверхпроводящего перехода максимально. Кроме того, схема эксперимента с промежуточным отжигом позволяет убрать

возможный захваченный магнитный поток при NS -переходах. Правда, многократные манипуляции с образцом из легкодеформируемых материалов, какими являются свинец, индий, таллий, приводят к значительным разбросам в значениях КНС и, соответственно, в величинах $\Delta\tau_{0SN}$, характеризующих влияние сверхпроводящего перехода. Чтобы исключить это, проводились эксперименты на большом числе идентичных образцов, изготовленных из одного монокристалла индия [32]. Часть образцов нагружалась в N -состоянии, часть — в S -состоянии. По кривым сжатия определяли предел упругости τ_{00} и предел текучести (КНС) τ_0 . В S -состоянии τ_{00} был на 46% ниже, чем в N -состоянии. Уменьшение τ_0 составляло 41%. В случае индия влияние сверхпроводящего перехода было максимальным среди всех изученных сверхпроводящих материалов.

Еще одна модификация экспериментов вблизи предела текучести [33] состояла в применении метода многократного нагружения образца до напряжений, слегка превышающих КНС (τ_0) без промежуточных отжигов, но с разгрузками без изменения температуры. При этом учитывалось некоторое уменьшение τ_0 при многократном нагружении. Такие эксперименты были проведены на высокочистом ниобии при разных температурах (рис. 3). С учетом поправок $\Delta\tau_{0SN}$ было 0,5 МПа при 8,6 К, что составляло 2,5% от τ_{0N} . При 5,5 К $\Delta\tau_{0NS}/\Delta\tau_{0N}$ составляло $\sim 7\%$, а при 3,7 К — $\sim 10\%$. Таким же спо-

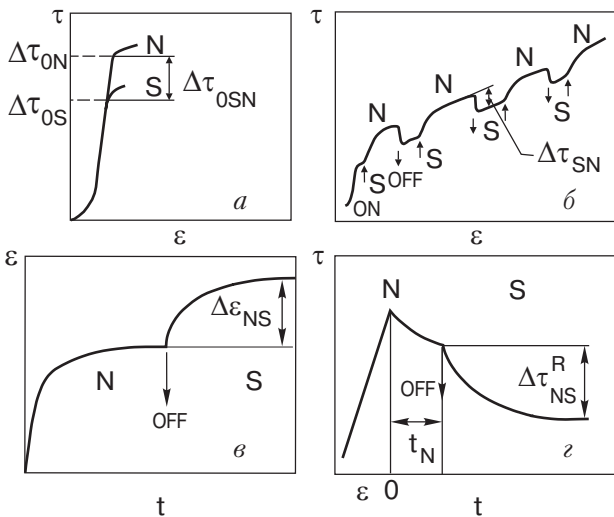


Рис. 2. Различные проявления влияния сверхпроводящего перехода на макроскопические характеристики пластической деформации. а, б — в условиях деформации с постоянной скоростью; на пределе текучести (а), на кривой упрочнения (б); в условиях ползучести (в); в условиях релаксации напряжений (з).

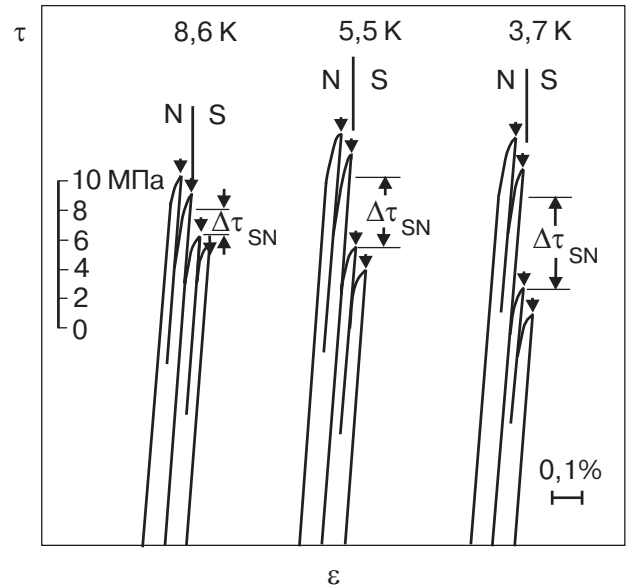


Рис. 3. Схема эксперимента по многократному определению предела текучести в нормальном и сверхпроводящем состояниях монокристаллов высокочистого ниобия. Стрелками указаны моменты, когда образец разгружался. Скорость деформации $1,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ [33].

собом определялось влияние сверхпроводящего перехода на предел текучести σ_0 поликристаллов, так как отогрев и отжиг могут приводить к рекристаллизации, изменяющей результаты. Измерения на поликристаллах свинца показали [30], что σ_0 в сверхпроводящем состоянии на 1–30% ниже, чем в нормальном.

– *Изменение деформирующего напряжения при сверхпроводящем переходе.* В описанных выше экспериментах наблюдался результат изменения электронного состояния, но не было возможности следить за процессом изменения деформирующего напряжения, наглядно иллюстрирующим влияние сверхпроводящего перехода на характеристики пластической деформации. С этой точки зрения весьма плодотворным оказался метод, предложенный в [1]. В процессе непрерывной деформации образец, находящийся в сверхпроводящем соленоиде, многократно переводился из *S*- в *N*-состояние и наоборот (рис. 2,б). Как видно, при *NS*-переходе деформирующее напряжение монокристалла или поликристалла τ (σ) снижается, а при *SN*-переходе – повышается. Качественно такое изменение наблюдается при сверхпроводящих переходах вплоть до разрушения. На кривой упрочнения достаточно пластичного материала можно осуществить более ста *NS*- и *SN*-переходов, набрав определенную статистику и построив зависимости эффекта от деформации, температуры, скорости деформирования и других факторов. В качестве характеристики влияния сверхпроводящего перехода на деформирующее напряжение принимается $\Delta\tau_{SN} (\Delta\sigma_{SN}) = \tau_N(\sigma_N) - \tau_S(\sigma_S)$, где $\tau_N(\sigma_N)$ и $\tau_S(\sigma_S)$ соответственно стационарные значения деформирующего напряжения монокристаллов (поликристаллов) в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Некоторые конкретные значения $\Delta\tau_{SN} (\Delta\sigma_{SN}) / \tau_N(\sigma_N)$: у свинца (поликристалл, чистота 99,9999%; 4,2 К) – 2,3–3,5% при деформации 0,2–2,7%; у индия (поликристалл, 99,999%; 1,8 К) – 2,9% при деформации 0,04–0,2%; у олова (монокристалл, 99,999%; 1,5 К) – 0,56% при деформации 2,6%. Недостатками метода многократных сверхпроводящих переходов, кроме упомянутой возможности захвата магнитного потока после выключения соленоида, является влияние многократных *NS*- и *SN*-переходов на коэффициент деформационного упрочнения (см. 10.1).

3.2.2. *Ползучесть.* Описанные выше успешные эксперименты [1,2] инициировали постановку в 1969 г. в Харькове двумя группами исследователей однотипных опытов по наблюдению влияния сверхпроводящего перехода на процесс ползучести [3,4]. Первые эксперименты проводились следующим образом: к образцу, находящемуся при $T < T_c$ в нор-

мальном состоянии за счет магнитного поля, прикладывалось напряжение выше предела текучести и регистрировалась кривая неустановившейся ползучести. Когда процесс становился стационарным (установившаяся ползучесть), образец переводился в сверхпроводящее состояние. Начиная с этого момента, скорость ползучести резко возрастала (рис. 2,в). Такое изменение кривой ползучести на установившейся стадии происходит однократно. Для повторения эффекта следует перевести образец в *N*-состояние (что на установившейся стадии практически не влияет на кривую ползучести), увеличить нагрузку, получив новую кривую ползучести, снова осуществить *NS*-переход и т.д. В качестве характеристики влияния *NS*-перехода на ползучесть была выбрана величина дополнительной деформации $\Delta\epsilon_{NS}$ между стационарными стадиями в *N*- и *S*-состояниях. В последнее время определяется более информативная характеристика эффекта – прирост деформации $\Delta\epsilon_{NS}$ за промежуток времени, на протяжении которого скорость ползучести $\dot{\epsilon}_S(t)$ в сверхпроводящем состоянии достигает $\dot{\epsilon}_N(t)$ в момент *NS*-перехода. Если осуществить ползучесть в одном из состояний, то при достаточно высоких одинаковых напряжениях величина деформации в *S*-состоянии на 20% превышает деформацию в *N*-состоянии. В момент сверхпроводящего перехода на установившейся стадии скорость ползучести резко возрастает, отношение скоростей ползучести $\dot{\epsilon}_S$ в *S*-состоянии к $\dot{\epsilon}_N$ в *N*-состоянии составляет в поликристаллах свинца чистотой 99,9992% 12–50, в монокристаллах свинца 99,9992% – 100–300 [3,34]. На неустановившейся стадии при *NS*-переходе скорость ползучести также возрастает и происходит дополнительное приращение деформации, но его величина существенно меньше, чем на установившейся стадии [35]. На неустановившейся стадии ползучести обратный *SN*-переход приводит к уменьшению скорости ползучести, поэтому изменение процесса можно наблюдать многократно. Величины $\Delta\epsilon_{NS}$, отношение $\dot{\epsilon}_N / \dot{\epsilon}_S$ при *NS*-переходе зависят от скорости ползучести в момент перехода.

Таким образом, наиболее полезная информация о характеристиках эффекта в условиях ползучести может быть получена при *NS*-переходе на установившейся стадии. Так как этот переход осуществляется, как правило, выключением магнитного поля, то в случаях захвата магнитного потока (см. 4.4) такой метод приводит к значительным погрешностям в значениях $\Delta\epsilon_{NS}$.

3.2.3. *Релаксация напряжений.* Первые эксперименты [5] были проведены на двух разных поликристаллах, каждый из которых деформировался в одном из состояний с периодической остановкой и

фиксацией глубины релаксации. Превышение $\Delta\sigma$ в S -состоянии над $\Delta\sigma$ в N -состоянии было почти на пределе точности эксперимента.

В 1970 г. влияние NS - и SN -переходов на релаксацию напряжений наблюдалось однозначно практически одновременно тремя группами исследователей в экспериментах на одном образце [5–7]. Осуществляли три вида экспериментов. В одном из них [5] во время релаксации образца в S -состоянии, в какой-то момент времени t_S включалось магнитное поле, переводящее образец в N -состояние. При малых t_S это приводило к резкому уменьшению скорости релаксации ($\dot{\sigma}_N < \dot{\sigma}_S$), а при больших t_S — релаксация прекращалась ($\dot{\sigma}_N = 0$). В другом виде образец деформировался попеременно в N - и S -состояниях [38], и в каждом из состояний осуществлялась полная релаксация напряжений. Сравнение глубин релаксации ($\Delta\sigma$ для поликристаллов, $\Delta\tau$ для монокристаллов) в разных состояниях показало, что при близких деформирующих напряжениях $\Delta\sigma_S$ ($\Delta\tau_S$) значительно превышает $\Delta\sigma_N$ ($\Delta\tau_N$). Например, при 4,2 К в поликристаллах свинца чистой 99,9995% $\Delta\sigma_S/\Delta\sigma_N$ составляет 1,2–1,5; в монокристаллах свинца 99,9995% — 20. В третьем виде эксперимента (рис. 2,з) образец первоначально релаксировал в N -состоянии, а в момент времени t_N образец переводился в S -состояние. При этом резко увеличивалась скорость релаксации, за счет чего возрастала ее глубина. При малых t_N скорость релаксации увеличивалась на два порядка, а при больших t_N — на порядок. Третья разновидность оказалась наиболее информативной и в дальнейшем была использована для изучения различных закономерностей [7,36–39]. Характеристикой влияния сверхпроводящего перехода на релаксацию напряжений была принята величина $\Delta\sigma_{NS}^R$ ($\Delta\tau_{NS}^R$).

Изменения релаксации напряжения при NS -переходе в основном подобны тем, что наблюдаются в условиях ползучести. Как и в условиях ползучести, при релаксации напряжений эффект лучше всего наблюдать при NS -переходе, поэтому необходимо контролировать возможность захвата магнитного потока. Для повторных наблюдений также необходимо дополнительное деформирование. Величины скачка скорости релаксации и дополнительной релаксации напряжений существенно зависят от времени релаксации до NS -перехода. Поэтому для построения любых зависимостей $\Delta\sigma_{NS}^R$ ($\Delta\tau_{NS}^R$) следует фиксировать время релаксации при NS -переходе.

4. Основные экспериментальные закономерности эффекта

4.1 Общие закономерности и основные характеристики эффекта

Многолетние исследования показали, что изменение макроскопических характеристик скольжения наблюдается во всех изученных сверхпроводящих материалах с различными T_c , кристаллической структурой и характеристиками пластического поведения. Среди них чистые металлы: свинец [1,2,4–7,12,28–30,34,35,39–82], индий [32,35,41–43,45,46,49,52,55,61,67,76,83–89], ниобий [1,90–97], тантал [98–100], молибден [101–104], алюминий [101,105–110], кадмий [104], таллий [35,43,88], ртуть [88], олово [40,43,87,111–116], ванадий [92,117], цинк [106,118–120]. Большое число исследований выполнено на различных бинарных свинцовых сплавах при разных концентрациях второго компонента и состоянии примеси в растворе — свинец—индий [37,43,45,52,61,68,69,77,110,121–138], свинец—олово [39,56,75,128,130,133,134,139–146], свинец—висмут [12,54,69,75,82,124,128,139,147,148], свинец—кадмий [36,139–141,144,149], свинец—таллий [12,36,54,139,150], свинец—никель [128, 142,145,151], свинец—серебро [152], свинец—сурьма [53,143,146,153]. Всего несколько исследований выполнено на сплавах ниобий—молибден [90,91], на алюминиевых сплавах — алюминий—магний [107–154], алюминий—медь [154], алюминий—цинк [154], алюминий—литий [109,155–157]. Влияние сверхпроводящего перехода на макроскопические характеристики пластичности наблюдались также на сверхпроводящих композитах — медь/ниобий [158], медь/ниобий—титан [159], медь/ниобий—цирконий [159].

Общей закономерностью является следующее: в тех сверхпроводниках, которые проявляют значи-

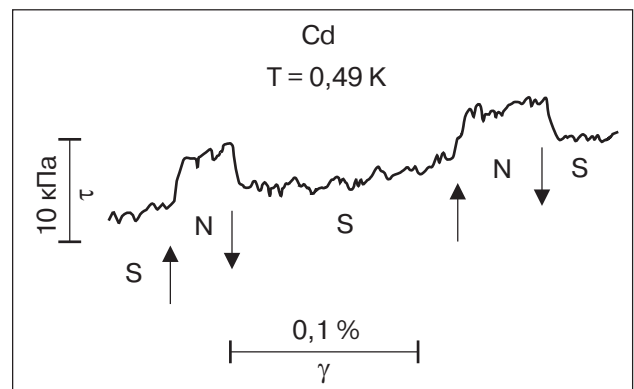


Рис. 4. Участок кривой упрочнения монокристалла кадмия (базисное скольжение) с многократными сверхпроводящими переходами [104].

тельную пластичность при низких температурах (свинец, алюминий, сплавы на основе свинца, сплавы на основе алюминия, цинк и кадмий при базисном скольжении), изменение характеристик пластичности при сверхпроводящем переходе хорошо выражено. В качестве примера на рис. 4 показано влияние *NS*- и *SN*-переходов на деформирующее напряжение при базисном скольжении монокристаллов кадмия, сверхпроводника с наиминимумом из всех изученных материалов $T_c = 0,52$ К. В тех сверхпроводниках, где скольжение по каким-либо причинам затруднено — пирамидальное скольжение в цинке, деформация поликристаллов олова, монокристаллов молибдена — изменение характеристик выражено слабо. В качестве иллюстрации такого поведения могут служить монокристаллы высокочистого молибдена [104]. Общей закономерностью является также и то, что изменение деформирующего напряжения при *NS*- и *SN*-переходах в упругой области при существующей точности измерения напряжений не наблюдаются. Результаты де-

тальных измерений $\Delta\tau_{SN}$ при переходе от упругой к пластической деформации показаны на рис. 5. В верхней части рисунка (а) показан начальный участок кривой упрочнения высокочистого алюминия с изменением электронного состояния по ходу деформирования. Стрелками отмечено включение \uparrow и выключение \downarrow магнитного поля $H \geq H_c$. Видно, что в очень узком интервале начальных деформаций ($\sim 0,5\%$) величина $\Delta\tau_{SN}$ резко возрастает от нуля (в пределах погрешности) в упругой области до некоторой постоянной величины. На рис. 5,б построена зависимость $\Delta\tau_{SN}$ от приложенного напряжения для этого же образца. Стрелкой указано напряжение, полученное экстраполяцией кривой упрочнения на стадии легкого скольжения на нулевую деформацию, что соответствует пределу текучести. Основной рост $\Delta\tau_{SN}$ относится к переходу от упругой деформации, когда преобладают процессы микропластической деформации, к макропластичности, которая протекает со скоростью, задаваемой деформирующим устройством.

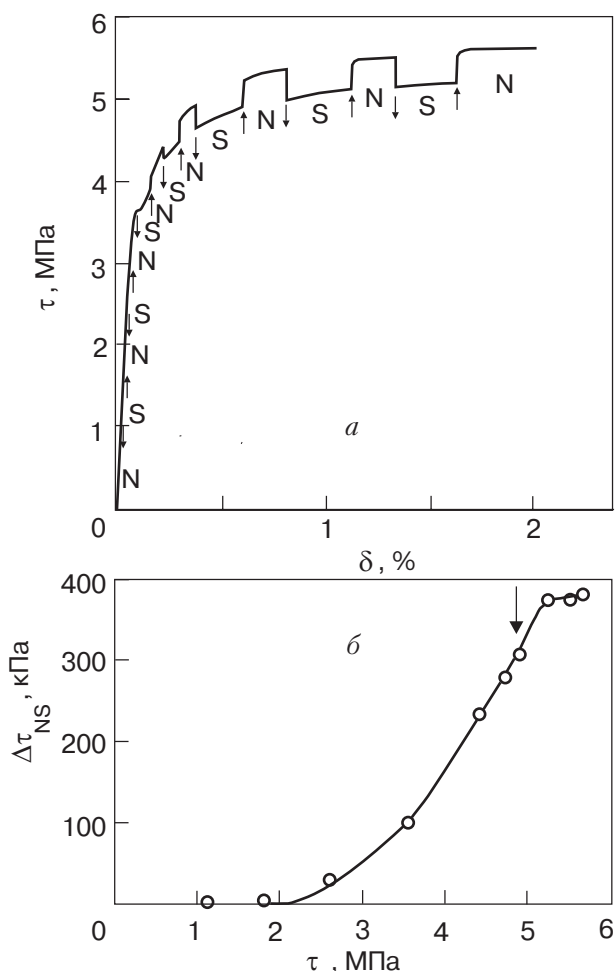


Рис. 5. Начальный участок кривой растяжения монокристалла алюминия чистотой 99,999% с многократными *NS*- и *SN*-переходами (а); зависимость $\Delta\tau_{SN}$ от τ , $T = 0,6$ К; $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ [101] (б).

4.2. Переходные процессы

4.2.1. Деформации с постоянной скоростью. Регистрация кривой упрочнения со сверхпроводящими переходами в процессе деформации показывает, что форма одиночного скачка деформирующего напряжения (процессы при *NS*- и *SN*-переходах) также зависит от пластичности материала. В пластичных сверхпроводниках при *NS*-переходе наблюдается достаточно резкое снижение деформирующего напряжения (примеры изменения τ такого типа для монокристаллов индия и алюминия приведены на рис. 6,а,в). Времена сверхпроводящего пе-

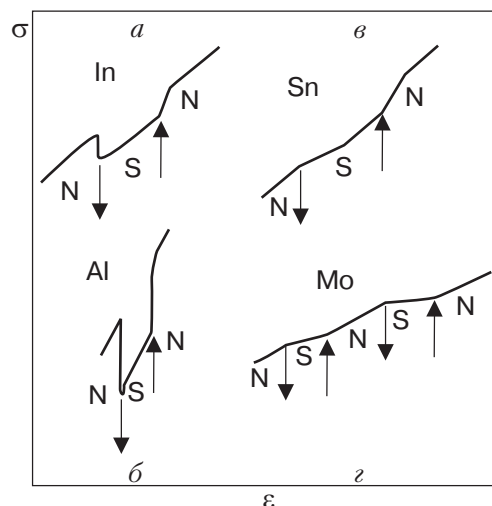


Рис. 6. Типичные одиночные скачки деформирующего напряжения при *NS*- и *SN*-переходах в различных сверхпроводниках: монокристалл индия (а); монокристалл алюминия (б); поликристалл олова (в); монокристалл молибдена (г).

рехода и изменения τ практически одинаковы. При NS -переходе происходит рост деформирующего напряжения. Как показали специальные эксперименты, проведенные на монокристаллах свинца при 4,2 К [44], время изменения электронного состояния образца, определяемое по проникновению магнитного поля в образец, составляет меньше секунды. Время t_{SN} изменения деформирующего напряжения составляло более 12 секунд. В малопластичных сверхпроводниках (поликристаллы олова, монокристаллы высокочистого молибдена — рис. 6, б, г) при NS -переходе происходит только уменьшение коэффициента деформационного упрочнения θ , а снижения деформирующего напряжения не наблюдается. Дальнейшая деформация в S -состоянии с пониженным θ приводит к тому, что $\tau_S(\sigma_S) < \tau_N(\sigma_N)$. При SN -переходе θ увеличивается, за счет чего происходит достаточно медленный рост τ до τ_N в стационарных условиях деформации.

Эксперименты на монокристаллах олова чистотой 99,9995% с осью растяжения $\langle 110 \rangle$, что благоприятно для скольжения по системам $\{100\} \langle 010 \rangle$ и $\{121\} \langle 10\bar{1} \rangle$ и неблагоприятно для двойникования, обнаружили [52, 111], в отличие от поликристаллов, значительную пластичность в интервале 3,7–0,5 К. Как следствие, скачок деформирующего напряжения при NS -переходе четко выражен, асимметричен и значителен по величине.

Различия между пластичными и малопластичными сверхпроводниками состоит также и в величине $\Delta\tau_{SN}$. Если в пластичных материалах вблизи предела текучести $\Delta\tau_{SN}/\tau_N$ могло достигать нескольких процентов, то в малопластичных составляет десятую процента.

4.2.2. Ползучесть. Изучение кинетики изменения деформации при сверхпроводящем переходе в условиях ползучести показало, что процесс резкого приращения деформации происходит с некоторым временем задержки, в течение которого скорость ползучести после NS -перехода остается неизменной [4, 51]. Как показали специальные эксперименты [51], время задержки t_d экспоненциально спадает с ростом величины догрузки кристалла в нормальном состоянии и по мере понижения температуры. Как и в случае деформации с постоянной скоростью, прирост деформации ползучести при сверхпроводящем переходе различен в различных металлах [35]. В пластичных при низких температурах металлах (поликристаллы и монокристаллы свинца и индия, поликристаллы таллия) скачки ползучести при NS -переходе начинаются при напряжениях, слегка превышающих предел текучести. В случае малопластичных монокристаллов и поликристаллов олова заметное влияние NS -перехода наблюдается только

при напряжениях, которые значительно превышают предел текучести и приближаются к пределу прочности. В монокристаллах олова, характеризующихся значительной пластичностью [52], величина прироста деформации ползучести при NS -переходе примерно в 8 раз больше, чем в поликристаллах. В дальнейшем была детально изучена [115] кинетика дополнительной деформации $\delta\epsilon_{NS}(t)$ монокристаллов высокочистого β -олова, стимулированной сверхпроводящим переходом. Эксперименты проводились при 1,6 К на кристаллах такой ориентации, когда кинетика ползучести определялась движением дислокаций через потенциальный рельеф Пайерлса. В общем случае на зависимости $\delta\epsilon_{NS}(t)$ можно выделить три стадии: стадию задержки I (как и в свинце [4, 51]), динамическую стадию II, флуктуационную стадию III. Длительность и дифференциальные характеристики каждой стадии зависят от скорости ползучести перед NS -переходом и величины полной пластической деформации. Количественный анализ [116] подтвердил полученный результат, а эксперименты вблизи T_c (3,2 К) обнаружили только стадию задержки и флуктуационную стадию.

4.3. Зависимость от деформации и напряжения

4.3.1. Скачок деформирующего напряжения в условиях деформации с постоянной скоростью. Зависимость изменения деформирующего напряжения при NS - и SN -переходах в широком интервале напряжений от предела текучести до предела прочности первоначально изучалась на поликристаллах и монокристаллах свинца высокой степени чистоты [29, 30]. Эти исследования показали, что зависимости $\Delta\sigma_{SN}$ ($\Delta\tau_{SN}$) существенно разные вблизи предела текучести и при значительных деформирующих напряжениях (рис. 6).

Вблизи предела текучести наблюдается рост $\Delta\sigma_{SN}$ ($\Delta\tau_{SN}$). Дальнейшие исследования на начальных стадиях деформирования свинца подтвердили такую зависимость [6, 40, 41, 44, 45, 53, 54]. Кроме того, эти зависимости оказались нечувствительны к скорости деформирования. Аналогичная закономерность наблюдалась для монокристаллов свинца с малыми добавками олова ($1,5 \cdot 10^{-2}$ – $2,5 \cdot 10^{-1}$ ат.%) [140], кадмия ($1,0 \cdot 10^{-3}$ – $4,5 \cdot 10^{-2}$ ат.%) [140] и таллия ($3,5 \cdot 10^{-5}$ – $3,0 \cdot 10^{-2}$ ат.%) [150], причем рост $\Delta\tau_{SN}$ с ростом деформирующего напряжения тем круче, чем выше содержание примеси. Подобные зависимости наблюдались в монокристаллах алюминия [101] (рис. 5) и в поликристаллах сплавов алюминия с магнием, марганцем и цинком [154].

При больших деформирующих напряжениях $\Delta\sigma_{SN}$ ($\Delta\tau_{SN}$), как правило, слабо зависит от напря-

жения (деформации), а величина $\Delta\tau_{SN}$ для монокристаллов нечувствительна к стадийности кривой упрочнения (свинец, цинк, алюминий). В опубликованных исследованиях имеется два исключения из указанной закономерности. Результаты, полученные на монокристаллах алюминия [102,107], существенно отличаются от приведенных в [101]. Кривая $\Delta\tau_{SN}(\epsilon)$ оказалась чувствительной к стадийности кривой упрочнения. Скорей всего, снижение $\Delta\tau_{SN}$ с ростом деформации в [102,107] связано с разогревом достаточно прочного образца в процессе деформации за счет более низкой холодопроизводительности криостата с ^3He в работах [102,107] по сравнению с [101].

Второе исключение наблюдалось в экспериментах на сверхпроводящих сплавах (свинцовых, алюминиевых, индиевых, ниобиевых) и на чистом ниобии. Измерения $\Delta\tau_{SN}$ ($\Delta\sigma_{SN}$) в этих материалах показали заметное, а в некоторых случаях резкое уменьшение $\Delta\tau_{SN}$ ($\Delta\sigma_{SN}$) с ростом деформации (напряжения) [12,45,52,54,90,121,122,139,160,161] (рис. 7). В дальнейшем было показано, что при многократных сверхпроводящих переходах, осуществляемых включением и выключением магнитного поля напряженностью выше H_c , может возникать захват магнитного потока, наличие которого и его величина могут зависеть от деформации. В результате может быть искажена деформационная зависимость $\Delta\tau_{SN}$ ($\Delta\sigma_{SN}$) (детально см. 4.4).

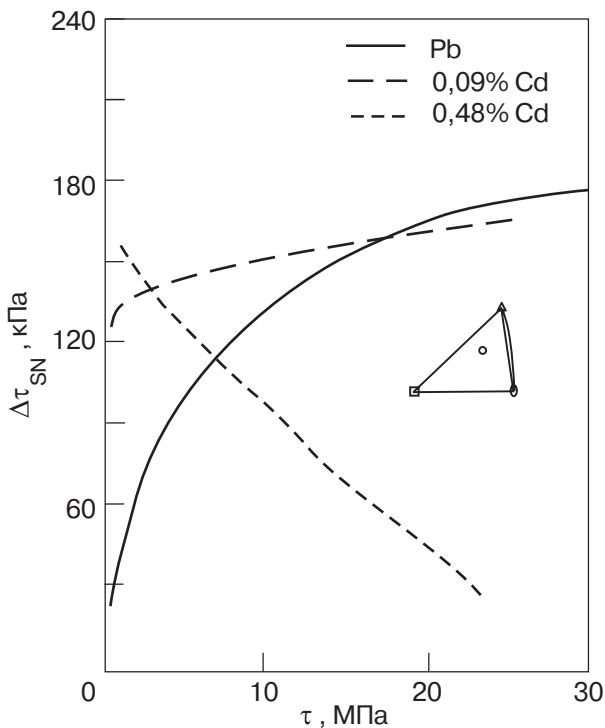


Рис. 7. Зависимость $\Delta\tau_{SN}$ от напряжения в монокристаллах Pb и Pb-Cd, $T = 4,2$ К [90].

4.3.2. Скачок деформации в условиях ползучести. Первоначально влияние напряжения и деформации на $\Delta\epsilon_{NS}$ изучалось в поликристаллах свинца чистотой 99,9994% [4] и наблюдался резкий рост $\Delta\epsilon_{NS}$ с ростом напряжения выше предела текучести. Детальное изучение зависимости $\Delta\epsilon_{NS}$ от приложенного напряжения на поликристаллическом индии чистотой 99,9999% изучено в [84]. Исследования, проведенные при нескольких температурах ниже T_c , показали, что при напряжениях, меньших предела текучести, $\Delta\epsilon_{NS}$ весьма малы. По мере дальнейшего роста напряжения $\Delta\epsilon_{NS}$ увеличивается, достигая при 1,8 К вблизи предела прочности 0,3%. Качественно зависимости $\Delta\epsilon_{NS}(\sigma)$ при разных температурах подобны.

Группу сверхпроводников (свинец, индий, олово, таллий) как с поликристаллической, так и с монокристаллической структурой исследовали в [35]. Эти эксперименты показали, что полная кривая $\Delta\epsilon_{NS}(\tau)$ от начала деформирования до разрушения имеет сложный характер (рис. 8). Она характеризуется определенной величиной граничного напряжения, близкого к пределу текучести, начиная с кото-

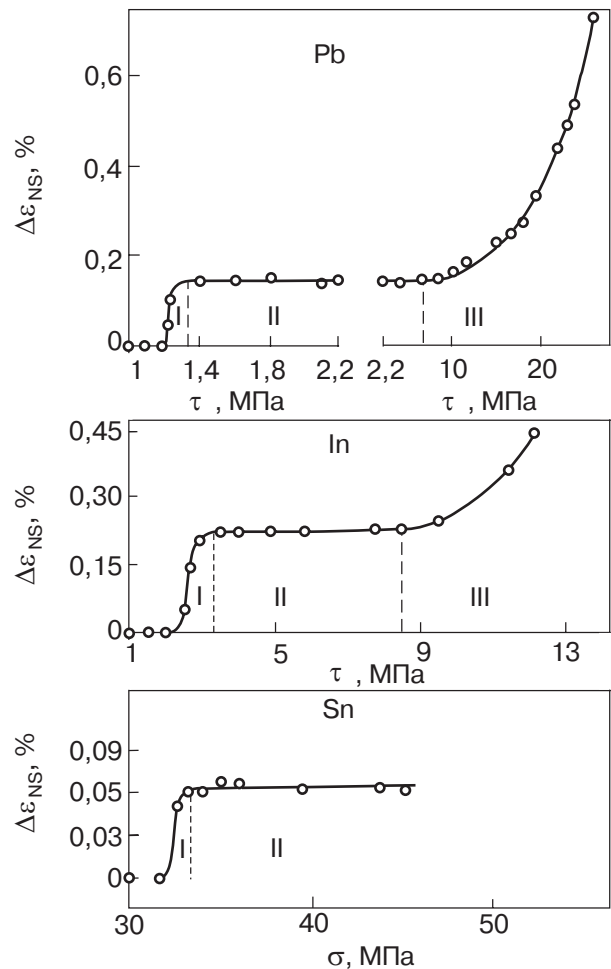


Рис. 8. Зависимость $\Delta\epsilon_{NS}$ от напряжения для свинца, индия и олова [35].

рого появляются заметные значения $\Delta\epsilon_{NS}$. Затем с ростом напряжения наблюдается три характерных участка на кривых $\Delta\epsilon_{NS}(\tau)$. Участок I характеризуется резким ростом $\Delta\epsilon_{NS}$ в сравнительно узком интервале напряжений. В пределах участка II $\Delta\epsilon_{NS}$ не зависит от напряжения в широком интервале τ . Наконец, участок III снова характеризуется резкой зависимостью $\Delta\epsilon_{NS}$ от τ , хотя и менее резкой, чем на участке I. В случае олова участок III не наблюдался, так как образец разрушался на участке II. Сопоставление кривых $\Delta\epsilon_{NS}(\tau)$ с кривыми деформационного упрочнения монокристалла показало определенную корреляцию между этими кривыми. Участок I соответствует стадии легкого скольжения, а участок II совпадает с протяженностью стадии линейного упрочнения. Еще один участок роста $\Delta\epsilon_{NS}$ — III соответствует стадии разупрочнения. Следовательно, отсутствие какой-либо стадии на кривой упрочнения приводит к отсутствию соответствующего участка на кривой $\Delta\epsilon_{NS}(\epsilon)$.

Дальнейшие исследования поликристаллов свинца различной ориентации [57,141] и олова [52] показали, что на стадии легкого скольжения зависимость $\Delta\epsilon_{NS}(\epsilon)$ может иметь более сложный немонотонный характер. Эксперименты на поликристаллах сплавов свинца с малыми добавками немагнитного Sn (0,4 ат.%) и парамагнитного Ni (0,4 ат.%) также показали [142,151], что немагнитная и парамагнитная примеси оказывают противоположное влияние на зависимость $\Delta\epsilon_{NS}(\epsilon)$. В сплаве свинца с оловом стадийность деформации на кривой $\Delta\epsilon_{NS}(\epsilon)$ более ярко выражена, чем на чистом свинце. Напротив, в сплаве свинца с никелем стадийность не наблюдается. Исследования на сплавах свинца с оловом и кадмием [141] подтвердили немонотонную (колоколообразную) зависимость $\Delta\epsilon_{NS}(\epsilon)$ на стадии легкого скольжения.

Таким образом, зависимость $\Delta\epsilon_{NS}(\epsilon)$ чувствительна к стадийности кривой упрочнения, что не наблюдается при деформации с постоянной скоростью (4.2.1).

Недавно выполнено детальное исследование влияния полной деформации (2–9%) монокристаллов β -олова на скачок ползучести при *NS*-переходе [116]. В отличие от предыдущих работ в качестве интегральной характеристики эффекта ($\Delta\epsilon_{NS}$) рассматривался прирост деформации за промежуток времени, на протяжении которого скорость ползучести $\dot{\epsilon}_S(t)$ в сверхпроводящем состоянии достигает $\dot{\epsilon}_N(t)$ в момент *NS*-перехода. Это исследование показало, что $\Delta\epsilon_{NS}$ является монотонно убывающими функциями деформации ϵ с максимальными значениями вблизи предела текучести и не зависят от

$\dot{\epsilon}_N$ в интервале $(0,6-1)\cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. При $\epsilon > 6-7\%$ эти зависимости выходят на насыщение.

4.3.3. Скачок деформирующего напряжения в условиях релаксации напряжений. Первое исследование зависимости дополнительной величины релаксации напряжений $\Delta\tau_{NS}^R$ при сверхпроводящем переходе от приложенного напряжения проведено на монокристаллах свинца чистотой 99,9995%. После достижения предела текучести $\Delta\tau_{NS}^R$ резко возрастает, а затем менее резко линейно растет с увеличением напряжения. Подобные зависимости были получены на монокристаллах свинца и сплавов свинец — индий нескольких ориентаций при различных скоростях деформирования.

4.4. Захват магнитного потока

Эксперименты с многократными сверхпроводящими *NS*- и *SN*-переходами, осуществляемыми включением и выключением внешнего магнитного поля выше H_c в процессе деформации, получили широкое распространение, хотя до 1981 года во всех экспериментальных работах не контролировалось и специально не изучалось явление возможного захвата магнитного потока после выключения магнитного поля. Исключение составляют работа [79], в которой изучалось $\Delta\sigma$ в промежуточном состоянии и обнаружен захваченный поток, который был связан, по-видимому, с геометрией образца, и работа [147], где наблюдалось совпадение немонотонности концентрационной зависимости $\Delta\sigma_{SN}$ с аналогичными зависимостями магнитной индукции.

В [128,160] было предпринято первое целенаправленное исследование захвата магнитного потока структурой образца при выключении магнитного поля и его влияния на $\Delta\sigma_{SN}$. Измерения проводились на ряде сплавов — поликристаллах Pb–1,5 ат.% Bi; Pb–0,5; 2 и 5 ат.% In; Pb–0,4 ат.% Ni; Pb–6 ат.% Sn с ориентацией оси растяжения [120]. Широкий набор сплавов позволял изучать образец как в однофазном при закалке (свинец — олово, свинец — никель), так и в двухфазном состояниях при старении (свинец — олово). Схема эксперимента состояла в деформировании кристалла с периодическими остановками, во время которых снимались кривые намагничивания и размагничивания образца при увеличении и уменьшении магнитного поля. Кривые $B(H)$ снимались до полей, несколько превышающих второе критическое поле H_{c2} . Если при этом фиксировался захват потока, перед следующим намагничиванием образец отогревался выше T_c ($T \approx 10 \text{ K}$), а затем процедура повторялась, но уже при другой деформации. Одновременно фиксировались как изменение индукции ΔB , так и величина $\Delta\sigma_{SN}$, что позволяло определить относительный

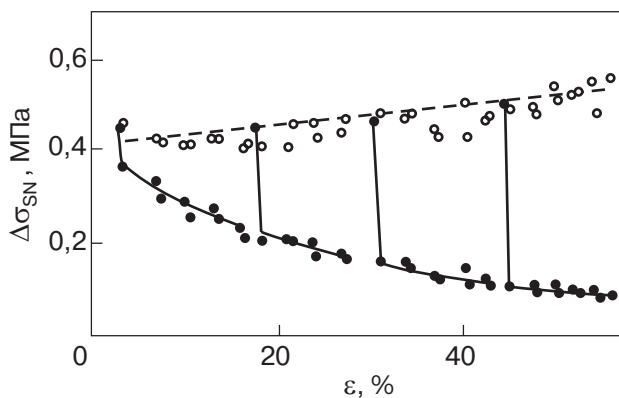


Рис. 9. Зависимость от деформации измеренного (●) и исправленного (○) скачков деформирующего напряжения $\Delta\sigma_{SN}$ сплава Pb–1,5 ат.% Bi. Вертикальными линиями показан первый после отогрева скачок $\Delta\sigma_{SN}$ [128].

объем образца, претерпевающий сверхпроводящий переход, и степень уменьшения за счет захвата $\Delta\sigma_{SN}$.

Мерой захвата может служить отношение $\Delta B/B_c$ (B_c — индукция, отвечающая H_{c2} , которая не зависит от степени деформации). Оказалось, что измеренные деформационные зависимости $\Delta\sigma_{SN}$ полностью коррелируют с деформационными зависимостями $\Delta B/B_c$. На рис. 9 приведены экспериментально измеренные величины $\Delta\sigma_{SN}$ (темные точки) и исправленные значения, полученные делением $\Delta\sigma_{SN}$ на $\Delta B/B_c$. Такие исправленные значения хорошо совпадают с истинными значениями $\Delta\sigma_{SN}$, полученными после устранения захваченного потока при отогреве. Как видим, захваченный магнитный поток может значительно уменьшить измеряемую величину $\Delta\sigma_{SN}$, изменив в результате зависимость $\Delta\sigma_{SN}$ от деформации. Заметные величины захвата потока наблюдаются также в закаленном и состаренном сплаве Pb–6 ат.% Sn, а также в сплаве свинца с парамагнитной примесью 0,4 ат.% Ni.

Таким образом, экспериментальные результаты показывают, что существует целый ряд ситуаций, благоприятных для захвата магнитного потока в образце, причем величина захваченного потока может быть настолько большой, что сверхпроводящие переходы реализуются только в небольшом объеме образца. Поэтому измеренная величина изменения пластичности при сверхпроводящем переходе в экспериментах, как по активной деформации, так и по ползучести и релаксации напряжений, может оказаться существенно заниженной. В этом смысле ползучесть и релаксация напряжения являются более уязвимыми, так как экспериментально наблюдаемый эффект в них реализуется только при выключении поля. Тогда при наличии захвата потока

величина даже первого скачка деформации (ползучесть) или напряжения (релаксация) оказывается заниженной.

В условиях деформации с постоянной скоростью методика получения истинной величины $\Delta\sigma_{SN}$ с помощью отогрева и измерения первого скачка не всегда удобна. Во-первых, многократные отогревы существенно удлиняют эксперимент и, во-вторых, могут внести изменения в дефектную структуру образца. Поэтому оптимальным способом контроля захвата магнитного потока является измерение кривых $B(H)$, а корреляция результатов измерения $\Delta\sigma_{SN}$ производится с помощью множителя $\Delta B/B_c$. Естественно предположить, что захват магнитного потока может сказываться и на других зависимостях, важных для понимания механизмов изменения пластичности при сверхпроводящем переходе, например, на концентрационной зависимости $\Delta\sigma_{SN}$. Детальное изучение концентрационной зависимости $\Delta\sigma_{SN}$ в широком интервале концентраций в сплавах Pb–In без учета захвата потока позволило обнаружить сложную немонотонную кривую $\Delta\sigma_{SN}(c)$ в условиях деформации с постоянной скоростью [136,138], и $\Delta\epsilon_{NS}(c)$ в условиях ползучести [137]. После обнаружения захвата магнитного потока в деформационных экспериментах была выполнена работа [129] с целью получения истинных зависимостей $\Delta\sigma_{SN}$ от деформации и концентрации легирующего элемента в сплаве Pb–In в широком интервале концентраций индия (до 50 ат.%). Для этого одновременно с прямым измерением $\Delta\sigma_{SN}$ контролировалось изменение магнитной индукции в образце. Измерения проводились при 4,2 К на поликристаллах сплавов с содержанием индия 0,1; 0,36; 0,54; 1,68; 3,2; 5; 10; 20,7; 27,8; 50 ат.%. В области комнатных температур сплавы этих концентраций представляют собой твердые растворы замещения. Измерения на чистом свинце и сплавах с 0,36 и 0,54 ат.% In, являющихся сверхпроводниками I рода, показали, что, как в недеформированном состоянии, так и при деформации до 50–60% захват потока отсутствует. В сверхпроводниках II рода (Pb–1,68; 3,2; 5 ат.% In) наблюдается сильный захват потока в недеформированном состоянии, усиливающийся с деформацией. Наконец, при больших концентрациях индия (10–50 ат.%) захват магнитного потока либо отсутствовал, либо был очень невелик. Концентрационная зависимость параметра $\Delta B/B_c$, характеризующего захват магнитного потока, показанная на рис. 10, имеет немонотонный характер. В области концентраций In, где происходит переход от сверхпроводимости I рода к сверхпроводимости II рода, наблюдается резкий рост захвата потока и достигаются максимальные значения

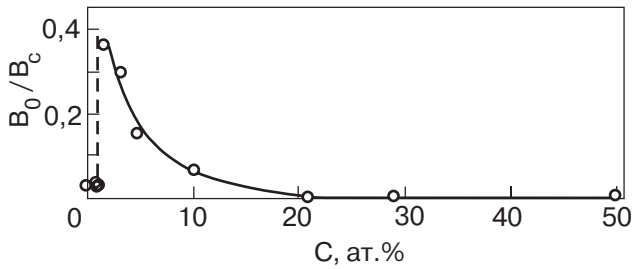


Рис. 10. Влияние концентрации индия на отношение захваченного потока B_0 к индукции B_c , соответствующей нормальному состоянию [129].

$\Delta B/B_c$. Уменьшение $\Delta B/B_c$ в области больших концентраций In, по-видимому, связано с уменьшением силы закрепления вихрей за счет роста параметра Гинзбурга–Ландау при этих концентрациях [161,162]. Рост захвата потока с ростом степени деформации, вероятней всего, связан с изменением рельефа поверхности (появление полос скольжения и межзеренного рельефа в поликристаллах) и накоплением дефектов. Учет захвата потока позволил построить истинные кривые зависимости $\Delta\sigma_{SN}$ от деформации и концентрации, которые существенно изменились при концентрациях, где захват потока велик.

Захват магнитного потока оказался существенным в стареющих сплавах свинец–сурьма [153]. Эксперименты на сплавах Pb–1,5 ат.% Sb и Pb–3 ат.% Sb с различной предварительной обработкой (закалка, естественное и искусственное старение) показали, что захваченный магнитный поток существует уже в закаленных образцах и его величина составляет менее $0,2B_{c2}$. С увеличением времени старения B_0/B_{c2} возрастает, причем в случае искусственного старения намного резче, чем при естественном старении. Как показали структурные исследования и оценки [153], захват магнитного потока происходит на выделениях второй фазы, которые являются эффективными центрами пиннинга. Как и в случае сплава Pb–In, учет захвата магнитного потока существенно изменил характер концентрационной зависимости $\Delta\sigma_{SN}$ (см. 4.6).

Важной закономерностью являются также температурные зависимости характеристик изменения пластичности при сверхпроводящем переходе. Поэтому были предприняты исследования захвата магнитного потока в зависимости от температуры эксперимента. В интервале температур $1,8\text{ K}-T_c$ был изучен [134] захват магнитного потока $B_0(T)$ в моно- и поликристаллах сплавов Pb–In и Pb–Sn. В сплавах Pb–1,9 ат.% Sn и Pb–6 ат.% Sn (с различной термообработкой) B_0 монотонно растет с понижением температуры. В монокристаллах Pb–1,8; 3 ат.% Sn захваченный поток возникает только при боль-

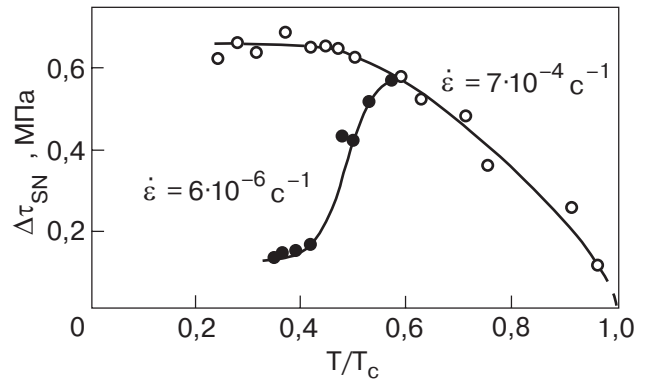


Рис. 11. Температурная зависимость измеренных величин $\Delta\tau_{SN}$ для монокристаллов Pb–3 ат.% Sn в случае захвата магнитного потока (малая скорость деформирования) (●) и без захвата потока (высокие скорости) (○), $\epsilon = 95\%$ [134].

ших деформациях ($> 50\%$) и при понижении температуры ($< 2,5\text{ K}$). В этих образцах величина B_0 зависит также от скорости деформирования. В случае малой скорости ($\dot{\epsilon} = 6 \cdot 10^{-6} \text{ c}^{-1}$) наблюдается резкая температурная зависимость B_0 и $\Delta B/B_c$ (где $\Delta B = B_c - B_0$), которая может существенно изменить характер зависимости $\Delta\tau_{SN}(T)$, в то время как при скорости $7 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$ такие кардинальные изменения $\Delta\tau_{SN}(T)$ не наблюдаются (рис. 11). Различия в поведении $B_0(T)$ объясняются разным закреплением магнитного потока центрами пиннинга. Полученные данные о $B_0(T)$ позволили объяснить различным захватом потока два вида зависимостей $\Delta\sigma_{SN}(T)$ (с максимумом и без), а учет захвата потока — исправить измеренные величины $\Delta\sigma_{SN}$, в результате чего для всех изученных сплавов и структур получена единая кривая $\Delta\sigma_{SN}(T)$ (рис. 12).

Изучение температурной зависимости захвата потока для корректировки температурных и деформационных зависимостей $\Delta\epsilon_{NS}$ в условиях ползучести проведено в [145]. Захват магнитного потока в сильно деформированном сплаве Pb–3 ат.% Sn существенно изменил зависимость $\Delta\epsilon_{NS}(T)$. Интересные наблюдения о закономерностях захвата магнитного потока в образцах с различной степенью деформации, концентрацией легирующего элемента и структурой содержатся также в ряде работ [132,133,149]. Полученные данные о захвате потока, как уже отмечалось, позволили рассчитать истинные значения $\Delta\sigma_{SN}$ и $\Delta\epsilon_{NS}$, разделив измеренные величины $\Delta\sigma_{SN}$ и $\Delta\epsilon_{NS}$ на $\Delta B/B_c$. Такой пересчет, строго говоря, справедлив только в случае линейной связи между $\Delta\sigma$ и индукцией в образце. Возможные нелинейности, которые наблюдались в [130,144], требуют более сложной методики пересчета.

Таким образом, методика многократных сверхпроводящих переходов потенциально чревата воз-

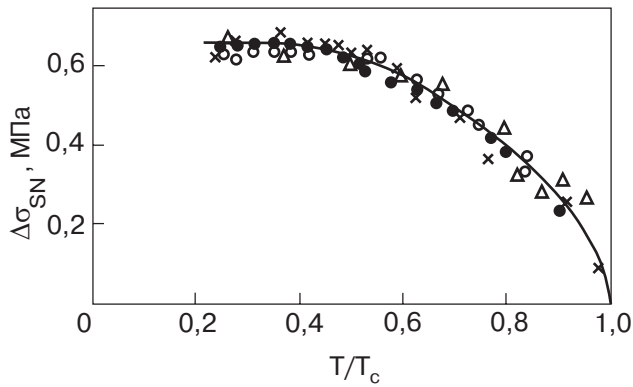


Рис. 12. Температурная зависимость истинных значений $\Delta\sigma_{SN}(T)$ для сплавов Pb–Sn [134]: монокристалл Pb–6 ат.% Sn, состаренный в течение 5 дней при комнатной температуре (●); монокристалл Pb–6 ат.% Sn, состаренный в течение одного дня при комнатной температуре (○); монокристалл Pb–6 ат.% Sn, закаленный (▲); монокристалл Pb–3 ат.% Sn, отожженный (×).

можными захватами магнитного потока, что может исказить как величины параметров ($\Delta\sigma_{SN}$, $\Delta\varepsilon_{NS}$), так и зависимости этих параметров от деформации, концентрации легирующего элемента и температуры.

4.5. Скоростные зависимости

4.5.1. Деформация с постоянной скоростью.

Первые измерения $\Delta\sigma_{SN}$ при разных скоростях деформирования монокристаллов свинца были проведены в [6,41]. Измерение $\Delta\sigma_{SN}$ производилось в условиях растяжения при 4,2 К со скоростями $8 \cdot 10^{-5}$, $8 \cdot 10^{-6}$ и $1,6 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$. Хотя скорости деформирования менялись в различных частях кривой деформирования более чем в 50 раз, систематического влияния скорости обнаружено не было. Нечувствительность к скорости деформирования наблюдалась также на индиевом образце. Скоростные зависимости $\Delta\sigma_{SN}$ на поликристаллах свинца чистотой 99,9995% при 4,2 К в условиях растяжения изучались в еще большем интервале скоростей ($7 \cdot 10^{-3}$; $7 \cdot 10^{-4}$; $3 \cdot 10^{-4}$ и $2,4 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$) в [40], но в пределах точности измерений скоростную зависимость не фиксировали. При растяжении монокристаллов ниобия [61] скорость изменялась в 40 раз ($\sim 10^{-4}$ – 10^{-5}) при 4,2 К и никакой систематической скоростной зависимости не наблюдали. В серии экспериментов на индии [85] скорость деформирования меняли в 200 раз ($2 \cdot 10^{-3}$ – $1 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$), и не обнаружили различий в величинах $\Delta\sigma_{SN}$. Наиболее подробное изучение скоростной зависимости $\Delta\sigma_{SN}$ выполнено на поликристаллах свинца чистотой 99,9995% в [45]. Скоростную зависимость опреде-

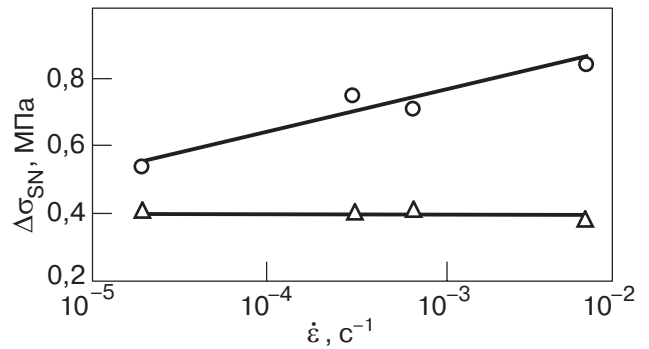


Рис. 13. Зависимость $\Delta\sigma_{SN}$ от скорости деформирования для поликристаллов Pb 99.9995% при T , К: 4,2 (●); 1,65 (○) [45].

ляли в интервале скоростей $2,5 \cdot 10^{-5}$ – $6,6 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ при 1,65 К. При каждой скорости исследовали по два образца, а при скорости $6,6 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ – 5 образцов. Результаты приведены на рис. 13. Для сравнения на этом же рисунке представлена зависимость $\Delta\sigma_{SN}(\dot{\varepsilon})$ для температуры 4,2 К, построенная по работе [40]. Как видно, в отличие от результатов, полученных при 4,2 К, где величина $\Delta\sigma_{SN}$ практически не зависит от скорости, при понижении температуры до 1,65 К появляется заметная зависимость $\Delta\sigma_{SN}$ от $\dot{\varepsilon}$. Значения $\Delta\sigma_{SN}$ при увеличении скорости на два порядка увеличиваются в 1,6 раза.

К рассматриваемым скоростным зависимостям $\Delta\sigma_{SN}$ близки измерения скоростной чувствительности деформирующего напряжения отдельно в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Такие измерения на монокристаллах свинца при 4,2 К проведены в [47]. Скорость деформирования изменялась в 10 раз при базовой скорости $4,5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Каждая точка на зависимости $\Delta\tau_{10}(\tau)$ является средней 8–10 измерений. Как видно (рис. 14), в широком интервале напряжений скоростная чувствительность в N -состоянии больше скоростной чувствительности в S -состоянии. Аналогичный результат был получен для монокристаллов индия в [85] и свинца [63] при 4,2 К, а на чистых кристаллах свинца при 2,2 К в [163].

Скоростную чувствительность τ в нормальном и сверхпроводящем состояниях изучали на монокристаллах высокочистого тантала [99]. Значения $\Delta\tau_{10}$ характеризовались значительным разбросом, в пределах которого влияние электронного состояния на $\Delta\tau_{10}$ не наблюдалось. Среди работ по изучению скоростной чувствительности τ имеется исследование на монокристаллах Al и сплавов Al–Mg [107], результаты которого существенно отличаются от того, что наблюдалось на свинце и индии. Эксперименты показали, что в широком интервале температур скоростная чувствительность $\Delta\tau_{10}$ при 10-кратном изме-

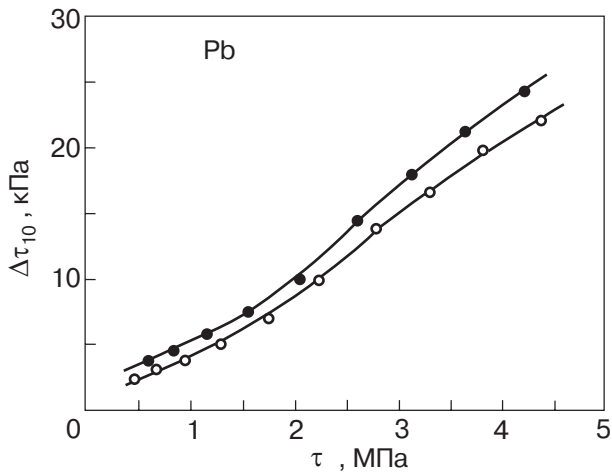


Рис. 14. Скоростная чувствительность $\Delta\tau_{10}$ (измерения при изменении скорости деформирования в 10 раз) деформирующего напряжения отожженных монокристаллов свинца в зависимости от τ в нормальном и сверхпроводящем состоянии при 4,2 К: N (●), S (○) [47].

нении скорости деформирования в *S*-состоянии существенно больше, чем в нормальном. Ранее отмечалось (см. 4.1), что в этих же экспериментах получена аномальная, по сравнению с [101], зависимость $\Delta\tau_{SN}$ от напряжения и деформации.

4.5.2. *Ползучесть.* Процесс неустановившейся ползучести при постоянном приложенном напряжении происходит при непрерывно уменьшающейся скорости деформации. Величина дополнительной деформации $\Delta\epsilon_{NS}$ при сверхпроводящем переходе при данном напряжении зависит от места положения перехода на кривой ползучести и может достигать величины, равной деформации на переходной стадии в нормальном состоянии, где скорость ползучести максимальна [27]. По мере понижения скорости величина $\Delta\epsilon_{NS}$ понижается, но не исчезает даже на установившейся стадии. Детальное исследование скоростной зависимости $\Delta\epsilon_{NS}$ на поликристаллах высокочистого (99,9997%) свинца проведено в [73]. Для этого $\Delta\epsilon_{NS}$ определялось на различных участках кривой неустановившейся ползучести, отвечающих различным значениям мгновенных скоростей. Были определены зависимости $\Delta\epsilon_{NS}$ от напряжения для разного времени ползучести в нормальном состоянии. Оказалось, что независимо от величины напряжения зависимости в координатах $\Delta\epsilon_{NS} - \ln \dot{\epsilon}$ имеют одинаковый характер.

В [116] получена детальная информация о влиянии стартовой ($\dot{\epsilon}_N$ в момент *NS*-перехода) скорости на полный скачок $\Delta\epsilon_{NS}$ в монокристаллах β -олова при 1,6 и 3,2 К. Главная особенность полученной скоростной зависимости — наличие на оси скоростей $\dot{\epsilon}_N$ двух интервалов — сравнительно узкого интервала скоростей сильной и широкого интервала

слабой скоростной чувствительности $\Delta\epsilon_{NS}$. Влияние величины стартовой скорости ползучести на величину $\Delta\epsilon_{NS}$ вблизи T_c сохраняется, но является более слабым.

4.6. Концентрационные зависимости изменения характеристик пластичности при сверхпроводящем переходе

Весьма важными для понимания общих закономерностей и особенно для выяснения механизма влияния сверхпроводящего перехода на пластичность являются эксперименты, в которых изучали влияние концентрации примесей и легирующих элементов на параметры изменений — $\Delta\tau(\Delta\sigma)_{SN}$; $\Delta\epsilon_{NS}$ и $\Delta\tau(\Delta\sigma)_{NS}^R$. Поэтому после обнаружения эффекта появились исследования на примесных кристаллах и сплавах. Первые эксперименты были проведены на монокристаллах сплава Nb–Mo [90,91] и монокристаллах свинца различной чистоты [6] и обнаружен рост $\Delta\tau_{SN}$ с увеличением концентрации Mo до 2,5 ат.% [91] и уменьшением чистоты свинца. Чувствительность $\Delta\tau_{SN}$ к чистоте и легированию инициировала в дальнейшем значительное число исследований на различных сплавах в достаточно широком интервале концентраций. Наибольшее число исследований проведено на свинцовых сплавах, обладающих значительной пластичностью при низких температурах. Сплавы свинца с таллием (0,205; 0,324; 1,02; 1,4; 3,98; 4,3 ат.%), кадмием (0,087; 0,46; 0,475; 0,845 ат.%), оловом (0,96; 1,93 ат.%), висмутом (0,085; 0,344; 1,8; 3,8; 3,92 ат.%) изучали в [139]. Результаты, полученные на всех сплавах, укладываются на единую зависимость $\Delta\tau_{SN}/100 \delta$ от $\lg c$, где $\delta = (1/a)(da/dc)$ — размерное несоответствие, a — параметр решетки, c — концентрация. Эксперименты на монокристаллах свинца с таллием (0,04; 0,4 ат.%) и висмутом (0,04; 0,4 ат.%), проведенные при разных температурах [54], также показали, что $\Delta\tau_{SN}$ в сплавах с 0,4 ат.% легирующего элемента больше, чем в сплавах с 0,04 ат.%. В работе [136] исследовали поликристаллы и монокристаллы сплавов свинец — индий в более широком интервале концентраций — 0,75–0,93; 10; 12,2 ат.%. В отличие от чистых металлов в поликристаллах сплавов наблюдалось снижение $\Delta\sigma_{SN}$ с увеличением σ практически во всем интервале σ . Особенно резко это происходило в сплаве с 0,85 ат.% индия. Характер $\Delta\sigma_{SN}(c)$ оказался зависим от степени деформации. При малых деформациях (напряжениях) наблюдался рост $\Delta\sigma_{SN}$ с увеличением концентрации индия. С ростом деформации концентрационная зависимость $\Delta\sigma_{SN}$ становится немонотонной с минимумом вблизи 1 ат.%. Более детальное исследование сплавов свинец — индий до концентрации

индия 21 ат.% [138] подтвердило полученные закономерности. Еще более сложная немонотонная зависимость $\Delta\sigma_{SN}$ от концентрации обнаружена и исследована на поликристаллах сплавов свинец – висмут [147]. Характер зависимости $\Delta\sigma_{SN}(c)$ при различных степенях деформации был одинаков и имел следующие характерные особенности. В области малых концентраций (до 0,73 ат.%) $\Delta\sigma_{SN}$ снижается с ростом концентрации, достигая минимальных значений. При 1,18 ат.% наблюдается максимум, а при 1,5 ат.% – второй минимум $\Delta\sigma_{SN}$. Дальнейшее увеличение концентрации приводит к медленному росту $\Delta\sigma_{SN}$, при этом вблизи 10 ат.% обнаружен размытый максимум.

Были выполнены работы в условиях ползучести [137, 164] и релаксации напряжений [36]. В сплавах свинец – сурьма (0,85; 1,45; 3 ат.%) образцы изучались в закаленном и состаренном состояниях, причем концентрационные зависимости оказались разные в разных структурных состояниях [164]. В сплавах системы свинец – индий [137] наблюдалась сложная немонотонная зависимость $\Delta\epsilon_{NS}(c)$ с минимумом вблизи 2 ат.%, которая была нечувствительна к степени деформации. Напротив, в исследованиях в условиях релаксации напряжения [33] системы Pb–In наблюдался монотонный рост $\Delta\sigma_{NS}^R$ с увеличением концентрации до 10 ат.% индия.

Обнаружение захвата магнитного потока потребовало его учета и соответствующей коррекции величин $\Delta\sigma_{SN}(\Delta\tau_{SN})$, что существенно (качественно и количественно) изменили большинство приведенных результатов. Это потребовало новых исследований, которые позволили бы определить истинные концентрационные зависимости. Принципиальными для выяснения истинных концентрационных зависимостей $\Delta\tau_{SN}$ явились эксперименты на сплавах свинец – сурьма (0,4; 0,7; 1,5; 3,0; 5,8 ат.% Sb) в закаленном и состаренном состояниях [153]. Так как захваченный магнитный поток существовал в закаленных и особенно в состаренных образцах, измерения $\Delta\tau_{SN}$ производились при первом включении магнитного поля. Было установлено, что в исследованных сплавах $\Delta\tau_{SN}$ не зависит от времени старения, а концентрационные зависимости истинных величин $\Delta\tau_{SN}$ в закаленных и состаренных образцах совпадают и являются монотонной возрастающей нелинейной функцией концентрации сурьмы. Этот результат отличается от полученного в [164].

На рис. 15 приведены полученные различными авторами зависимости $\Delta\tau_{SN}(c)$ твердых растворов на основе свинца. Видно, что характер всех зависимостей в приведенной области концентраций подобен. Было также проведено новое детальное исследование [129] на системе свинец – индий в широкой

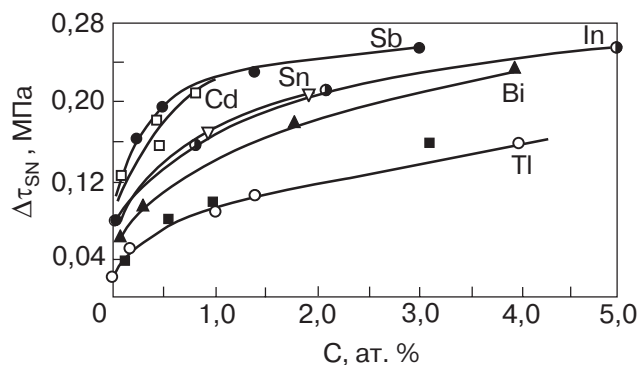


Рис. 15. Концентрационные зависимости $\Delta\tau_{SN}$ в сплавах на основе свинца: Tl [139] (○); Tl [150] (■); Bi [139] (▲); Sn [139] (▽); Cd [139] (□); Sb [153] (●); In [129] (●).

области концентраций: 0,1; 0,36; 0,54; 1,68; 3,2; 5; 10; 20,7; 27,8; 30 и 50 ат.% In с учетом захвата потока. Результирующая кривая истинных значений $\Delta\sigma_{SN}$ в интервале 0–50 ат.% In приведена на рис. 16. Кривая имеет размытый максимум вблизи 5 ат.% In. Для полноты картины следует привести результаты, полученные на свинце с очень малыми добавками примеси. Измерения на свинце с добавками олова (от ~3 ppm до 10^4 ppm) [56, 152] установили, что до 0,05 ат.% $\Delta\tau_{SN}$ не зависит от концентрации. Детальные исследования такого же типа были проведены на системах свинец – олово и свинец – кадмий [140]. На основании измерений $\Delta\tau_{SN}(\tau)$ были построены зависимости $\Delta\tau_{SN}(c)$ при одинаковых приложенных напряжениях (рис. 17). Видно, что в изученных сплавах имеется некоторая «критическая» концентрация примеси c_{cr} , ниже которой $\Delta\tau_{SN}$ не зависит от концентрации, а выше c_{cr} $\Delta\tau_{SN}$ увеличивается с ростом концентрации. С ростом τ в обоих сплавах c_{cr} сдвигается в область

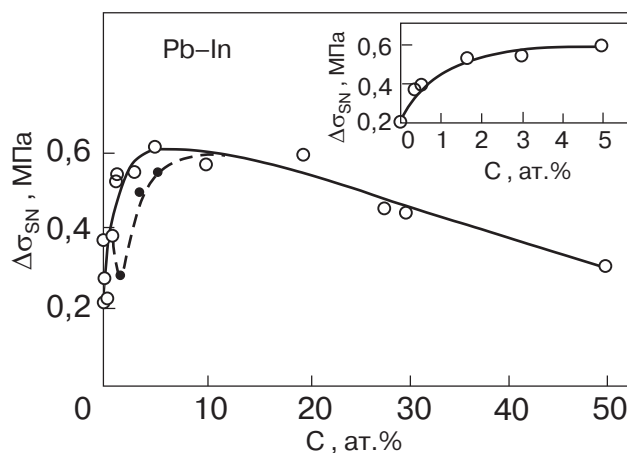


Рис. 16. Концентрационная зависимость $\Delta\sigma_{SN}$ в поликристаллах сплавов свинец – индий. Деформация 5% (значения $\Delta\sigma$, полученные без учета захвата магнитного потока (●)) [129].

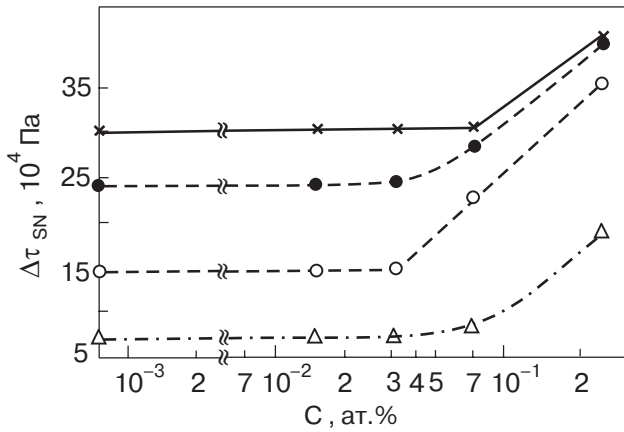


Рис. 17. Зависимость $\Delta\tau_{SN}$ от содержания олова в монокристаллах в области малых концентраций при разных приложенных напряжениях: $8 - \tau = 0,2 \cdot 10^7$ Па (x); $\tau = 0,4 \cdot 10^7$ Па (O); $\tau = 0,5 \cdot 10^7$ Па (●); $\tau = 1,0 \cdot 10^7$ Па (Δ) [140].

больших концентраций. Захвата магнитного потока при многократных сверхпроводящих переходах не наблюдается.

Суммируя полученные результаты измерений $\Delta\tau_{SN}(c)$, отметим наличие трех интервалов концентраций, различающихся характером изменений истинных значений $\Delta\tau_{SN}$. В области очень малых концентраций (до $\sim 10^{-2}$ ат.%) $\Delta\tau_{SN}$ не зависит от концентрации и равно $\Delta\tau_{SN}$ чистого сверхпроводника. До примерно 5 ат.% легирующего элемента $\Delta\tau_{SN}$ ($\Delta\sigma_{SN}$) растет нелинейно с ростом концентрации. От 5 до 50 ат.% (единственный эксперимент на системе Pb-In [129]) $\Delta\sigma_{SN}$ медленно понижается с ростом концентрации.

5. Влияние сверхпроводящего перехода на деформационное двойникование

До сих пор детально рассматривалось влияние сверхпроводящего перехода на процессы скольжения. Существует еще одна форма пластической деформации — двойникование, которое довольно часто возникает при низкотемпературном деформировании. Для полноты картины влияния сверхпроводящего перехода на пластичность эксперименты в условиях двойникования весьма важны.

Процесс деформационного двойникования характеризуется рядом особенностей, отличающих его от скольжения. К ним следует отнести высокие скорости процесса, малый удельный сдвиг в долях вектора Бюргера и локализацию процесса при расширении двойниковой прослойки. Есть и другие особенности, которые осложняют, а иногда и делают невозможным изучение влияния сверхпроводящего перехода на двойникование. Процесс двойникования часто сочетается со скольжением и

установить, какая часть эффекта обусловлена скольжением, а какая двойникованием — затруднительно. Кроме того, как правило, процессу двойникования на макроскопической кривой деформирования соответствуют скачки напряжения большой амплитуды. На фоне этих скачков, часто следующих непрерывно один за другим, уловить сравнительно малые изменения деформирующего напряжения при сверхпроводящем переходе невозможно.

В настоящее время известно несколько экспериментальных работ, с разным успехом преодолевающих перечисленные трудности. Исследуя ползучесть поликристаллов индия и ее изменение при сверхпроводящем переходе, авторы [84] обратили внимание на то, что при комнатной температуре пластическая деформация осуществляется как скольжением, так и двойникованием, причем с понижением температуры двойникование облегчается, и его вклад в деформацию возрастает. Поэтому считается, что наблюдаемый скачок ползучести при NS-переходе связан с дополнительным утолщением двойниковых прослоек, обусловленным разблокировкой двойникующих дислокаций.

Работа [117], выполненная на монокристаллах ванадия чистотой 99,98% ($R_{293}/R_{4,2(N)} \approx 10^2$) в условиях растяжения со скоростью $3 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹, была направлена на выяснение количественных различий двойникования в нормальном и сверхпроводящем состояниях. При 4,2 К пластическая деформация монокристаллов ванадия различной ориентации начиналась с образования двойников, поэтому в качестве характеристики влияния сверхпроводящего перехода на двойникование было выбрано различие в напряжении начала двойникования. Напряжение начала двойникования всегда было выше в нормальном состоянии, чем в сверхпроводящем. Это означало, что первоначальное зарождение двойникующих дислокаций чувствительно к электронному состоянию образца, будучи облегченным в сверхпроводящем состоянии. Был также проведен анализ скачков (частота и амплитуда) на кривых растяжения, обусловленных двойникованием и полученных полностью в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Количество скачков, приходящихся на процент деформации при разных степенях деформации не зависит от электронного состояния образца. С другой стороны, амплитуда скачка в сверхпроводящем состоянии в 1,3 раза больше, чем в нормальном состоянии. Так как различие в напряжениях начала двойникования в N- и S-состояниях, отмеченное выше, свидетельствует об облегчении работы источников двойникующих дислокаций при сверхпроводящем переходе, разница в амплитуде скачков

означает влияние электронного торможения на движение двойниующих дислокаций.

Попытка изучить влияние электронного состояния монокристаллов ниобия ($R_{300}/R_{20} = 200$) на двойникование при деформировании сжатием сделана в [95]. Измерения напряжения первого скачка (аналогично работе [117]) показали, что в ниобии это напряжение (в противоположность результату на ванадии [117]) в N -состоянии ниже, чем в S -состоянии.

Для выяснения причин различия результатов, полученных на ванадии [117] и ниобии [95], в работе [92] выполнены однотипные эксперименты на монокристаллах ниобия и ванадия в условиях сжатия со скоростью $7,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ при 4,2 К. Оба вещества в этих условиях деформировались двойникованием по системе $\langle 111 \rangle (11\bar{2})$, что проявлялось в форме скачков, следующих один за другим. При каждом скачке, согласно металлографическим наблюдениям отогретого образца, возникало определенное число двойниковых прослоек почти одинаковой толщины $\approx 3\text{--}5$ мкм. Деформационная кривая получалась либо в S -состоянии, либо в N -состоянии (продольное поле 7 кЭ), причем в каждом состоянии изучалось не менее 5 образцов. В качестве параметра двойникования была выбрана амплитуда скачков. В ниобии величина скачка $\Delta\sigma$ в разных состояниях отличалась мало, хотя имеется тенденция к большим $\Delta\sigma$ в N -состоянии. В ванадии более отчетливо видно, что в противоположность ниобию, $\Delta\sigma$ в S - больше, чем в N -состоянии. Такое различие связывается с тем, что сверхпроводящий переход в ниобии и ванадии приводит к противоположным по знаку изменениям объема $\delta = (V_N - V_S)/V_N$. В ниобии $\delta < 0$, а в ванадии $\delta > 0$. Если в этом дело, тогда полученные данные свидетельствуют о том, что зарождение двойников происходит легче во всесторонне сжатом кристалле (ванадий в S -состоянии, ниобий в N -состоянии), чем в расширенном (ниобий в S -состоянии, ванадий в N -состоянии). Необходимо отметить, что полученные значения $\Delta\sigma$ (особенно для ниобия) имеют большой разброс, который может маскировать реальные закономерности. Кроме того, оценки показали, что в скачке существенную долю занимает скольжение. Следовательно, величины $\Delta\sigma$ могут включать не только двойникование, но и скольжение. В этом смысле зависимости $\Delta\sigma(\epsilon)$ могут существенно измениться.

Дальнейшие исследования, проведенные на индии и его сплавах [32] и ниобии [96], окончательной ясности не внесли, но важны для понимания ситуации. Исследовались монокристаллы чистого индия (99,999%) и сплавы In–Pb (6 и 8 ат.% Pb), которые при сжатии вдоль направления $[001]$ деформируют-

ся исключительно двойникованием до полной переориентации образцов. Эксперименты проводились в среде жидкого ^4He (1,7 К) и жидкого ^3He (0,48 К). Определялось влияние электронного состояния образца на напряжение начала двойникования σ_t . Ни в чистом индии, где двойникованию предшествует значительное скольжение, ни в сплаве In–6 ат.% Pb, где пластическое течение вплоть до деформации $\sim 10\%$ осуществляется исключительно двойникованием, заметного влияния электронного состояния с большим или меньшим разбросом значений σ_t не обнаружено. Влияние сверхпроводящего перехода на деформирующее напряжение изучалось в [165] на сплавах Pb–6 ат.% In и Pb–8 ат.% In, которые обладают сверхупругостью за счет двойникования. При точности измерений напряжения $2,5 \cdot 10^{-3}$ МПа обнаружить влияние NS - и SN -переходов не удалось (рис. 18). Таким образом, в экспериментах на сплавах In–Pb не было выявлено очевидных и столь же убедительных, как в случае скольжения, доказательств влияния сверхпроводящего перехода на двойникование. Лишь одна серия опытов на монокристаллах индия дала в некоторой степени положительный результат. Пять образцов деформировались при 0,48 и 1,7 К попеременно в N - и S -состояниях. Изменение состояния производили через каждую минуту. При этом оказалось, что в 4 из 5 образцов первый двойник появился в N -состоянии. Анализ деформационных кривых показал, что частота скачков в N -состоянии на 20–30% выше, чем в S -состоянии. Соответственно выше в единицу времени суммарная амплитуда скачков, хотя средняя амплитуда скачков от состояния не зависела.

Экспериментальные исследования низкотемпературного двойникования ниобия с помощью электрических эффектов [96] не позволили уловить разницу в амплитуде сигналов при деформировании образцов в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Весьма информативными оказались экспери-

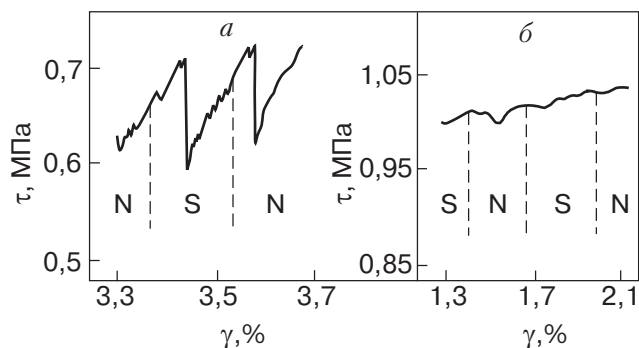


Рис. 18. Участки кривых сжатия монокристаллов In–10 вес.% Pb (а) и In–14 вес.% Pb (б) в области псевдодвойникования с многократными сверхпроводящими переходами. $T = 1,6 \text{ К}$; $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ [165].

менты на монокристаллах цинка [166]. Исследовались образцы специальной ориентации, при которой базисное скольжение было геометрически запрещено, а разрешенными видами деформации являлись двойникование в системе $(10\bar{1}2)[10\bar{1}1]$ и пирамидальное скольжение в системе $(11\bar{2}2)[11\bar{2}3]$. Металлографические наблюдения деформированных образцов показали наличие двойников, причем ниже 77,3 К размеры двойников уменьшаются, возрастает их плотность и однородность заполнения ими объема. За счет этого макроскопическая кривая деформирования становится гладкой, что является весьма удобным для изучения влияния сверхпроводящего перехода на двойникование. Для оценки вклада пирамидального скольжения в величину ϵ была изучена дислокационная структура деформированных образцов. При этом обнаружены тонкие линии пирамидального скольжения, вклад которых в общую деформацию пренебрежимо мал, т.е. при сжатии монокристаллов цинка вдоль $[0001]$ пластическая деформация происходит в основном за счет двойникования. Эти образцы и были выбраны в качестве объекта исследования. Деформирование осуществлялось сжатием в интервале температур 0,5–1 К в жидком ^3He с постоянными скоростями $2 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. В эксперименте образец охлаждали ниже $T_c = 0,825 \text{ К}$ и деформировали с многократными сверхпроводящими переходами. При этом оказалось, что при сверхпроводящих переходах происходит заметное изменение деформирующего напряжения на $\Delta\tau_{SN}$ (рис. 19). Вплоть до деформации $\sim 4\%$ величина $\Delta\tau_{SN}$ не зависит от деформации и при 0,5 К составляет $\sim 80 \text{ кПа}$, что меньше $\Delta\tau_{SN}$ при базисном скольжении (250 кПа [118]), но значительно больше, чем при пирамидальном скольжении ($\Delta\tau_{SN} \leq 10 \text{ кПа}$ [118]). Полученный результат означает, что в этом случае изменение деформирующего напряжения при NS -переходе обусловлено влиянием его на процессы зарождения и движения двойникующих дислокаций.

Как видно из приведенных результатов, наблюдалось различное влияние сверхпроводящего перехода на деформационное двойникование. В соответствии с этим высказывается несколько точек зрения о роли сверхпроводящего перехода на двойникование.

1. Деформационное двойникование чувствительно к сверхпроводящему переходу косвенно, через чувствительность скольжения, что приводит к возникновению различных концентраторов напряжения в нормальном и сверхпроводящем состояниях, приводящих к отличию напряжений начала двойникования.

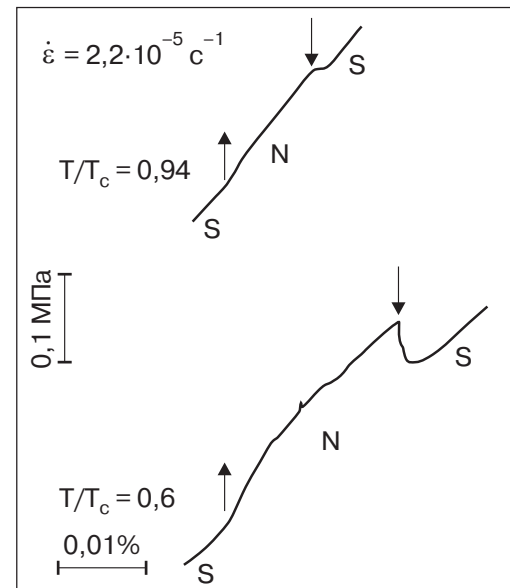


Рис. 19. Влияние сверхпроводящего перехода на деформирующее напряжение при сжатии монокристаллов цинка вдоль $[0001]$, когда деформация происходит преимущественно двойникованием и не сопровождается макроскопическими срывами нагрузки $[120]$.

2. Двойникование чувствительно к электронному состоянию образца в меру изменения объема при сверхпроводящем переходе. Тогда в зависимости от знака изменения объема должен меняться и знак эффекта.

3. Чувствительность двойникования к сверхпроводящему переходу определяется скоростями процесса. При малых скоростях двойникования вклад электронного торможения заметен, а при больших скоростях, когда может происходить разрушение куперовских пар, нет. Неоднозначность результатов, полученных в условиях двойникования, отличает их от результатов, полученных в условиях скольжения.

6. Корреляция характеристик эффекта со сверхпроводящими свойствами

Существует ряд экспериментов, которые являются убедительным свидетельством корреляции макроскопических характеристик пластической деформации при сверхпроводящем переходе со сверхпроводящими свойствами.

6.1. Температурная зависимость характеристик изменения пластичности при сверхпроводящем переходе

6.1.1. В условиях деформации с постоянной скоростью. Температурную зависимость $\Delta\sigma_{SN}$ ($\Delta\tau_{SN}$) начали изучать сразу после появления первых ра-

бот, так как было важно понять, насколько эффект изменения пластичности связан со сверхпроводимостью. Сперва это были качественные измерения [2,30,40], где было показано, что при температурах ниже $0,58T_c$ $\Delta\sigma_{SN}$ изменяется незначительно с температурой, и что при $T = 0,47T_c$ и $0,53T_c$ $\Delta\sigma_{SN}$ практически не зависит от температуры, а при повышении температуры до $0,88T_c$ $\Delta\sigma_{SN}$ резко понижается. В работе [41] сделана первая попытка оценки аналитического вида зависимости $\Delta\sigma_{SN}(T)$. Для этого образец поликристаллического индия деформировали при разных температурах. При этом делалась поправка на упрочнение, которая не превышала 10%. Наблюдалась линейная связь в координатах $\Delta\sigma_{SN} - (T/T_c)^2$. В работе [43] указывалось, что такое утверждение неоднозначно, а в работе [167] показано, что данные [41] в равной степени могут соответствовать линейной зависимости $\Delta\sigma_{SN}$ от (T/T_c) .

Для установления характера температурной зависимости $\Delta\sigma_{SN}$ было предпринято широкое экспериментальное исследование [42] с большим числом измерений на двух сверхпроводниках с разным T_c — поликристаллах свинца (99,9995%) и индия (99,99%) в интервале температур (1,6–4,2) К. Это позволило охватить широкий диапазон T/T_c (0,24–0,94), а в интервале (0,4–0,6) сделать измерения на обоих металлах. Для представления результатов в виде единой кривой все измеренные значения $\Delta\sigma_{SN}$ нормировались на $\Delta\sigma_{SN}(0)$ — скачок напряжения в 0 К. За счет такой нормировки каждая точка, приведенная на кривой, есть усреднение по 5–6 значениям $\Delta\sigma_{SN}(T)/\Delta\sigma_{SN}(0)$, полученным при деформациях 10, 20, 25, 30%. В интервале (0,24–0,6) T_c $\Delta\sigma_{SN}$ изменяется незначительно, в то время как для $T/T_c = 0,6$ – $0,94$ $\Delta\sigma_{SN}$ резко уменьшается, стремясь к нулю по мере приближения к T_c . Полученные данные оказались линейны в координатах $\Delta\sigma_{SN}(T)/\Delta\sigma_{SN}(0) - (1 - T/T_c)^{1/2}$. Энергетическая щель сверхпроводника вблизи T_c так же зависит от температуры — $\Delta \sim (1 - T/T_c)^{1/2}$.

В дальнейшем был выполнен ряд работ по изучению зависимости $\Delta\sigma_{SN}(T)$ и $\Delta\tau_{SN}(T)$ на различных металлах и сплавах с поликристаллической и монокристаллической структурой. Кроме свинца [2,30,40,42,45] и индия [41,42,85,86], были изучены также алюминий [101,107], тантал [99], сплавы на основе свинца [54,122], сплавы на основе алюминия [107,154–156], цинк [101,118,120], олово [111]. Ряд температурных зависимостей для нескольких материалов, полученных разными авторами, приведены на рис. 20 и 21. Качественно характер температурной зависимости во всех случаях одинаков. В интервале $(0,5T_c - T_c)$ $\Delta\sigma_{SN}$ ($\Delta\tau_{SN}$) резко уменьша-

ется по мере приближения к T_c , ниже $0,5T_c$ слабо зависит или совсем не зависит от температуры. Эксперименты на свинцовых и алюминиевых сплавах показали, что температурная зависимость $\Delta\sigma_{SN}$ ($\Delta\tau_{SN}$) не чувствительна к концентрации легирующего элемента. Во многих исследованиях были попытки связать полученные результаты с конкретной температурной зависимостью какой-нибудь характеристики сверхпроводимости. Такими характеристиками являются величина энергетической щели Δ , которая пропорциональна $(1 - T/T_c)^{1/2}$, величина критического магнитного поля H_c , пропорциональная $1 - (T/T_c)^2$; плотность сверхпроводящих электронов ρ_S в теории БКШ и в двухжидкостной модели Казимира–Гортера, пропорциональная $1 - (T/T_c)^4$; отношение коэффициентов поглощения ультразвука в сверхпроводящем α_S - и нормальном α_N -состояниях $\Gamma = \alpha_S/\alpha_N = B_S/B_N = 2/(1 + e^{\Delta(T)/kT})$, где B — коэффициент динамического электронного торможения дислокаций. Качественно все теоретические температурные зависимости подобны. Совокупность имеющихся экспериментальных данных в основном находятся между $\rho_N(T)/\rho_S(0)$ и $\Delta(T)/\Delta(0)$, что видно на рис. 20. Во многих случаях экспериментальные данные близки к температурной зависимости $1 - \Gamma(T)$. Наблюдаемые немонотонности температурной зависимости $\Delta\sigma_{SN}$ ($\Delta\tau_{SN}$) в некоторых сплавах, как показано в 4.4, были связаны с захватом магнитного потока при многократных сверхпроводящих переходах, осуществляемых с помощью магнитного поля.

6.1.2. В условиях ползучести. Качественное изучение зависимости $\Delta\epsilon_{NS}(T)$ на свинце [73] и индии [84] показало, что величина $\Delta\epsilon_{NS}$ по мере приближения к T_c убывает и вблизи T_c равна нулю. Кроме того, на свинце наблюдалась немонотонная зависимость $\Delta\epsilon_{NS}(T)$: ниже 2,5 К ($0,35T_c/T_c$) $\Delta\epsilon_{NS}$ начинает понижаться. Подобного снижения $\Delta\epsilon_{NS}$ в индии не наблюдалось.

Более подробно зависимость $\Delta\epsilon_{NS}(T)$ измерена в [76] на поликристаллах и монокристаллах индия и свинца чистотой 99,999%. При изучении температурной зависимости эксперименты проводили на почти установившейся стадии ползучести в той области напряжений, где $\Delta\epsilon_{NS}$ не зависит от напряжения (см. 4.3). Это давало возможность делать измерения на одном образце при разных температурах. При одной и той же температуре проводили трех–четырёхкратное измерение $\Delta\epsilon_{NS}$ с подгрузкой и определялось среднее значение. По данным измерений на двух образцах свинца в интервале $(0,2-0,5)T_c$ и на четырех образцах индия в интервале $(0,5-1,0)T_c$ строилась единая зависимость

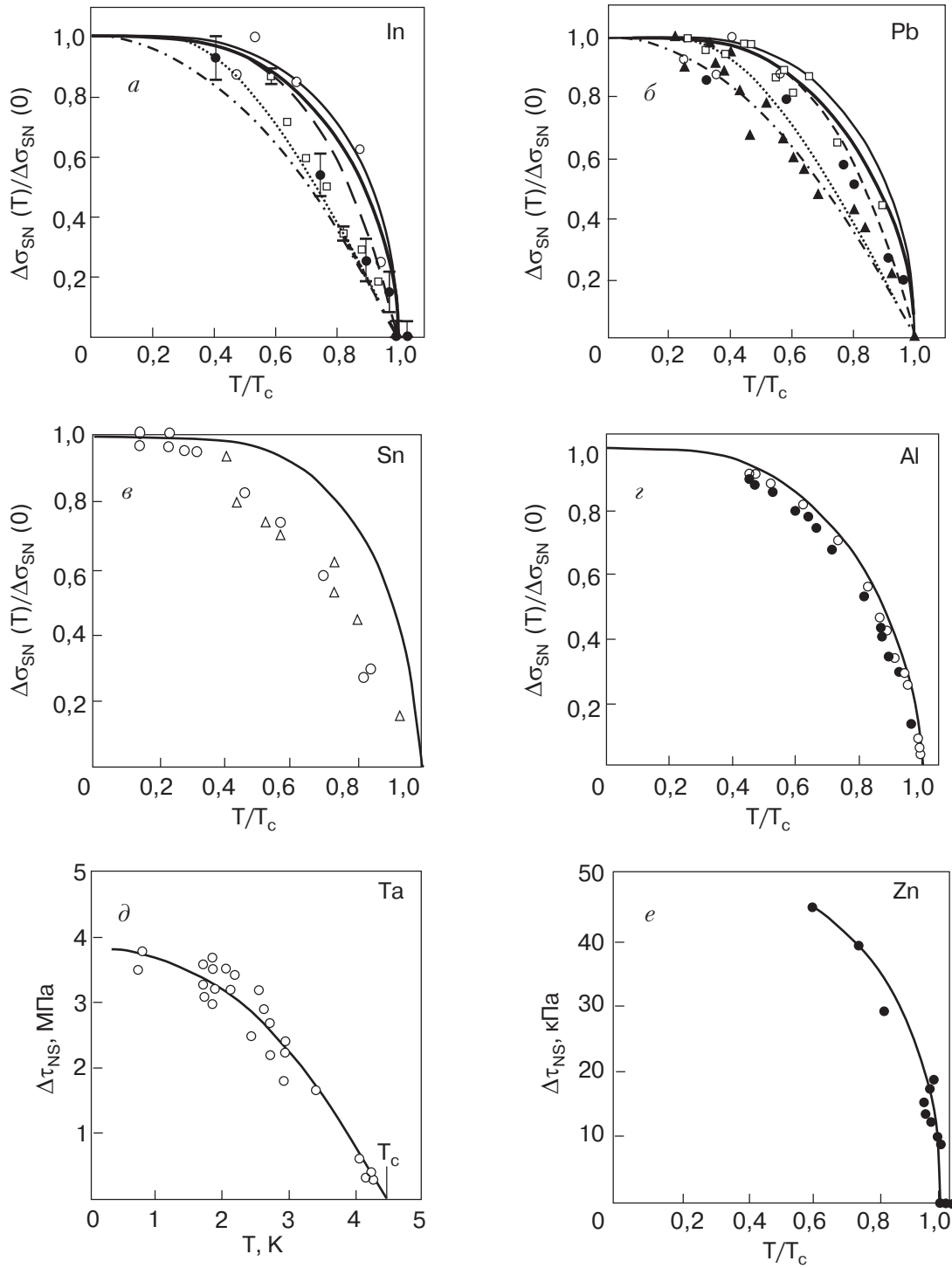


Рис. 20. Температурные зависимости $\Delta\sigma_{SN}$ ($\Delta\tau_{NS}$), полученные на чистых металлах различными авторами: индий [41] (\bullet), [42] (\circ), [95] (\square), $\Delta(T)/\Delta(0)$ (—); $(1 - \Gamma)$ (---); $1 - (T/T_c)^4$ (- - -); $\Lambda(T)/\Lambda(0)$ ($\cdot \cdot \cdot$) (a); свинец, [42] (\circ), [163] (\bullet), [45] (\square), [45] (\blacktriangle); $1 - (T/T_c)^2$ (- · -) (б); олово, [111] (деформация с постоянной скоростью) (\circ); [52] (ползучесть) (Δ), $\Delta(T)/\Delta(0)$ (в); алюминий, [101] – поликристаллы технической чистоты (\circ); [101] – монокристаллы технической чистоты (\bullet); $1 - \Gamma$ (—) (г); тантал, монокристаллы высокой чистоты (RRR-700-12000). Данные относятся к различной степени чистоты и различному удлинению от 1 до 15% [99] (д); цинк, монокристаллы высокой чистоты (RRR-1000) [120] (e).

$\Delta\varepsilon_{NS}(T)/\Delta\varepsilon_{NS}(0)$ от T/T_c . Экспериментальная зависимость $\Delta\varepsilon_{NS}(T)$ монотонна в отличие от работы [73] и довольно сильно отличается от тем-

пературной зависимости энергетической щели Δ сверхпроводника, но близка к зависимости $1 - (T/T_c)^2$.

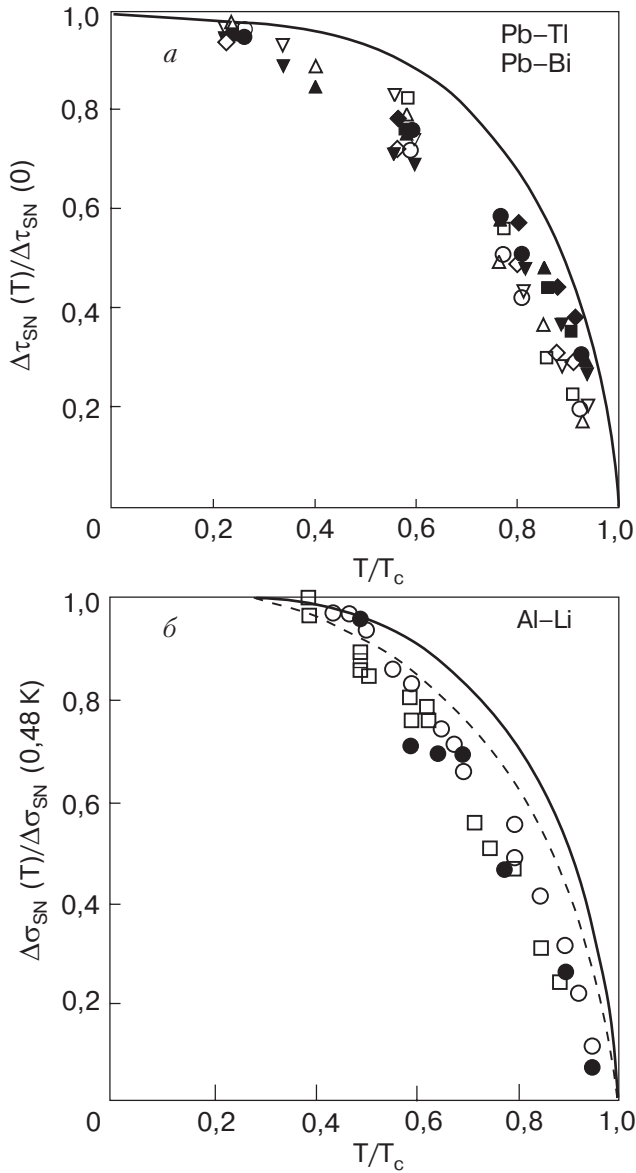


Рис. 21. Температурные зависимости $\Delta\sigma_{SN}(\Delta\tau_{SN})$, полученные на алюминиевых и свинцовых сплавах различными авторами: чистый свинец (\circ, \bullet); свинец-0,04 ат.% Tl ($\triangle, \blacktriangle$); свинец-0,4 ат.% Tl ($\nabla, \blacktriangledown$); свинец-0,04 ат.% Bi (\square, \blacksquare); свинец-0,4 ат.% Bi (\diamond, \blacklozenge); [12], $1-\Gamma$ (—) (a); алюминий-3,8 ат.% лития (\circ), алюминий-7 ат.% лития (\bullet), алюминий-10,4 ат.% лития (\square), $\Delta(T)/\Delta(0)$ (—); $1-\Gamma$ (- - -) [156] (б).

В работе [57] проведено детальное изучение температурной зависимости $\Delta\epsilon_{NS}$ в широком интервале температур и деформаций (вплоть до разрушения образца). Заодно определялась температурная зависимость отношения скоростей $\dot{\epsilon}$ в S - и N -состояниях вблизи NS -перехода. Эксперименты проводились на высокочистых (99,999%) монокристаллах свинца в интервале (1,6–7,2) К. Показано, что температурные зависимости $\Delta\epsilon_{NS}(T)/\Delta\epsilon_{NS}(0)$ и $\ln(\dot{\epsilon}_S/\dot{\epsilon}_N)_T / \ln(\dot{\epsilon}_S/\dot{\epsilon}_N)_{T=0}$ немонотонны и за-

метно отличаются для различных степеней деформации, т.е. определяются дефектной структурой кристалла. В работе [168] была предпринята попытка установить влияние примесей олова (1 и 3 ат.%) на температурную зависимость $\Delta\epsilon_{NS}$ монокристаллов свинца. В изученных сплавах наблюдалась сильно выраженная немонотонность $\Delta\epsilon_{NS}/\Delta\epsilon_{NS}(0)$ ниже $T/T_c = 0,7$. Однако в дальнейшем было показано, что это в основном связано с захватом магнитного потока. В свинце с парамагнитной примесью никеля [151] наблюдалась монотонная зависимость $\Delta\epsilon_{NS}/\Delta\epsilon_{NS}(0)$ от температуры.

6.1.3. В условиях релаксации напряжений. Зависимость $\Delta\tau_{NS}^R(T)$ первоначально изучалась в работе [39] на монокристаллах высокочистого свинца (99,9999%), ориентированных для легкого скольжения (ось растяжения вблизи [110]). Проведенное авторами сравнение полученной температурной зависимости с температурной зависимостью энергетической щели сверхпроводника и плотности сверхпроводящих электронов показало, что строгого совпадения ни с одной из этих зависимостей нет, хотя ближе всего экспериментальные данные находятся к температурной зависимости щели. Затем те же авторы [37] измерили температурную зависимость $\Delta\tau_{NS}^R$ для монокристаллов свинца, ось растяжения которых была близка [100], и получили зависимость, отличную от той, которая получена для монокристаллов с легким скольжением [33], более близкую к температурной зависимости плотности сверхпроводящих электронов. Для сплавов свинца с индием, висмутом, таллием, кадмием (малые концентрации) зависимость $\Delta\tau_{NS}^R(T)$ оказалась такой же, как и для свинца, ориентированного для легкого скольжения. Напротив, в области больших концентраций зависимость $\Delta\tau_{NS}^R(T)$ ближе к той, которая наблюдается на чистом свинце с ориентацией вблизи [100].

Суммируя имеющиеся экспериментальные данные, можно констатировать следующее:

1. В большинстве своем температурные зависимости характеристик изменения пластичности при сверхпроводящем переходе монотонны.

2. Характерной их особенностью является качественное соответствие температурным зависимостям характеристик сверхпроводимости.

3. Достаточно большое число экспериментальных данных близко к температурной зависимости $1 - \Gamma(T)$, где Γ — отношение коэффициентов поглощения ультразвука в S - и N -состояниях или отношение коэффициентов динамического торможения дислокаций.

Более точная привязка экспериментальных данных к теоретическим кривым в настоящее время затруднительна.

6.2. Зависимости характеристик эффекта от магнитного поля

В подавляющем большинстве описанных выше экспериментов разрушение сверхпроводимости осуществлялось магнитным полем, напряженность которого превышала значение критического поля сверхпроводника. Между тем магнитное поле само по себе может влиять на деформирующее напряжение. Для исключения возможных магнитных эффектов на одном монокристалле свинца с осью растяжения вблизи [110] методом многократного нагружения (см. 3.2.1) определяли КНС при различных величинах включаемого магнитного поля [30]. В интервале (0–468) Э (ниже H_c) КНС практически не менялось. Также не менялось КНС между полями 936 и 1400 Э (выше H_c). Однако значения КНС выше H_c и ниже отличались между собой в среднем на 45%. Изменение КНС происходило между 468 и 936 Э, где находится значение H_c для свинца. Более детальный эксперимент был проведен на поликристаллическом свинце [30], когда в процессе непрерывного растяжения образца включалось и выключалось магнитное поле различной величины. При полях меньше 530 Э (величина H_c для свинца при 4,2 К) на любой стадии кривой деформирования поле не влияло на деформирующее напряжение, а поле выше H_c вызывало изменение σ на величину $\Delta\sigma_{SN}$, причем значения $\Delta\sigma_{SN}/\sigma$ для полей от 560 до 1870 Э укладывались на единую зависимость $\Delta\sigma_{SN}/\sigma$ от деформации δ , т.е. выше H_c магнитное поле не влияет на величину $\Delta\sigma_{SN}$. В работе [1] сверхпроводимость в поликристаллическом свинце при 4,2 К разрушалась полями 1930 и 4790 Э, последнее почти на порядок превышало H_c , но влияния величины поля на $\Delta\sigma_{SN}$ не наблюдалось. Такое же наблюдение сделано в [41] до полей 4000 Э и в [4] до полей 6100 Э. Для выяснения, не влияет ли магнитное поле само по себе на деформирующее напряжение, проводился также эксперимент при разных температурах. Для этого во время деформации температура образца плавно повышалась и проводилось включение и выключение магнитного поля напряженностью выше H_c . Видно (рис. 22), что изменение деформирующего напряжения наблюдается только при температурах ниже T_c . При $T > T_c$ включение и выключение магнитного поля не влияло на кривую деформирования. Таким образом, влияние магнитного поля наблюдается тогда, когда оно меняет электронное состояние образца.

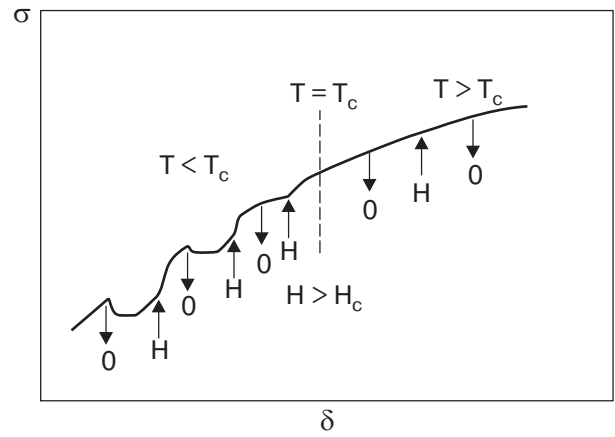


Рис. 22. Участок макроскопической кривой растяжения свинца с многократным включением и выключением магнитного поля напряженностью выше критической при $T < T_c$, $T > T_c$ и $T = T_c$ [45].

Так как сверхпроводящие материалы делятся на сверхпроводники I и II рода, что определяется особенностями их поведения в магнитном поле в определенном интервале полей и спецификой магнитной структуры, первоначально представляло интерес сравнительное изучение особенностей изменения деформирующего напряжения при SN- и NS-переходах в сверхпроводниках I и II рода. Для таких исследований весьма удобным оказался сплав In–3,9 ат.% Pb ($T_c = 3,64$ К), в котором по измерениям кривой намагниченности и теплопроводности [169] было обнаружено существование разного типа сверхпроводимости в различных температурных интервалах: при $T > 2,25$ К этот сплав является сверхпроводником II рода, а при $T < 2,25$ К — сверхпроводником I рода. Меняя температуру эксперимента, можно на одном образце получить два различных типа сверхпроводимости. Изменения σ при SN- и NS-переходах для температурных интервалов, отвечающих разному типу сверхпроводимости, качественно одинаковы и подобны чистым металлам. Специфика типа проводимости проявляется в зависимости параметров изменения пластичности при сверхпроводящем переходе от магнитного поля в промежуточном (сверхпроводник I рода) и смешанном (сверхпроводник II рода) состояниях, что рассмотрено ниже.

6.2.1. Промежуточное состояние. Экспериментально показано, что разрушение сверхпроводимости в сверхпроводниках I рода происходит в узком интервале полей. Наличие интервала полей связано с конечными размерами образца, в котором при полях, несколько меньших H_c , возникает промежуточное состояние. В этом состоянии образуется совокупность чередующихся нормальных и сверхпроводящих слоев. Доля последних будет увеличиваться

ваться по мере приближения к H_c . Интервал полей, отвечающих промежуточному состоянию, можно увеличить, изменив геометрию образцов и уменьшив их размеры. Эксперимент был проведен на свинце 99,9999% при 4,2 К [79]. В таком образце ($20 \times 10 \times 10$ мм) при сжатии со скоростью $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ $\Delta\tau$ наблюдался, начиная с полей, близких к $0,8H_c$. При меньших размерах образца конечные значения $\Delta\tau$ наблюдаются уже при $0,5H_c$. С ростом напряженности магнитного поля до H_c обнаружено увеличение $\Delta\tau$, которое согласуется с полевой зависимостью намагниченности образца. При уменьшении поля ниже H_c наблюдается гистерезис $\Delta\tau$, который также согласуется с гистерезисом намагниченности сверхпроводника. Полученный результат означает, что зависимость $\Delta\tau$ от поля ниже H_c связана с наличием промежуточного состояния образца.

В дальнейшем были выполнены детальные исследования в статическом и динамическом промежуточном состоянии. В работе [66] на поликристаллическом свинце чистотой 99,9999% при 4,2 К измеряли скачки деформирующего напряжения при переходе из сверхпроводящего состояния в промежуточное ($\Delta\sigma_{SI}$) и нормальное ($\Delta\sigma_{SN}$) в зависимости от величины и направления магнитного поля H относительно оси растяжения образца. Одновременно определялись концентрация нормальной фазы C_N по величине магнитной индукции B и электросопротивление ρ . Показано, что в случае ориентации H параллельно оси растяжения $\Delta\sigma_{SN}$ прямо пропорционально C_N (рис. 23), а в случае перпендикулярной ориентации $\Delta\sigma_{SI} = C_N\Delta\sigma_{SN} + \Delta\sigma_b$, где $\Delta\sigma_b$ — дополнительное изменение σ , обусловленное взаимодействием подвижных дислокаций с границами раздела фаз в промежуточном состоянии.

Развитием работы [66] было исследование поликристаллов и монокристаллов свинца при переходе из сверхпроводящего состояния в промежуточное и нормальное в зависимости от концентрации нормальной фазы, размера образца, размера зерна и концентрации примесей [80]. Дополнительным подтверждением роли межфазных границ в торможении дислокаций в промежуточном состоянии является наблюдаемая чувствительность $\Delta\sigma_{SI}/\Delta\sigma_{SN}$ к толщине образца, которая определяет количество межфазных границ. В работе [68] на монокристаллах высокочистого свинца также изучалось $\Delta\tau_{SI}$ в промежуточном состоянии. Если полевые зависимости $\Delta\tau_{SI}$ в продольном поле качественно совпадали с тем, что получено в работе [66], то в поперечном поле наблюдалось отличие. При 1,4 К в поперечном поле начальные значения $\Delta\sigma_{SI}$ были отрицательны, только с дальнейшим ростом величины поперечного поля $\Delta\sigma_{SI}$ принимает положительные значения,

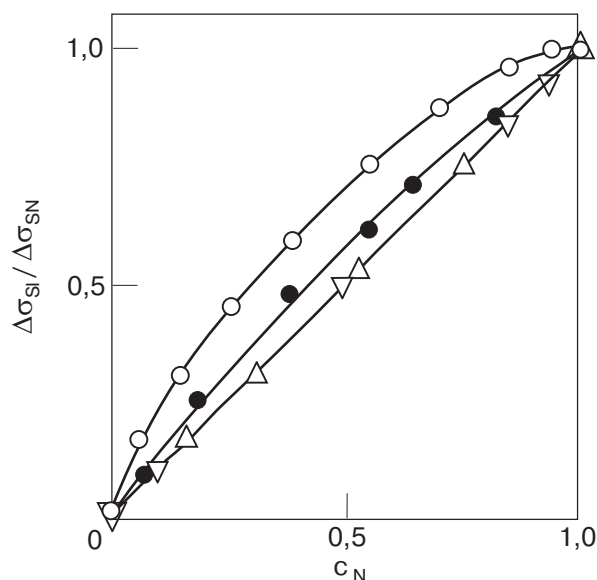


Рис. 23. Изменение деформирующего напряжения поликристаллов свинца $\Delta\sigma_{SI}/\Delta\sigma_{SN}$ в зависимости от концентрации нормальной фазы C_N : H^{\parallel} (Δ, ∇); H^{\perp} (\bullet, \circ); отношение ширины к толщине образца: 1 (∇, \bullet); 3 [66] (Δ, \circ).

растущие до значения $\Delta\sigma_{SN}$ при H_c . В [170] разделен вклад нормальных электронов и межфазных границ статического промежуточного состояния моно- и поликристалла индия (99,9996%) в интервале температур (1,7–3,4) К во внешнем поле различной ориентации (H^{\parallel} и H^{\perp}). При циклической смене состояния в процессе растяжения со скоростью $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ размагничивание образца до исходного состояния производилось кратковременным нагревом импульсами электрического тока. При переходе из S - в промежуточное состояние с ростом поля ($H/H_c < 1$) наблюдается возрастание деформирующего напряжения на $\Delta\tau_{SI}$ у моно- и на $\Delta\sigma_{SI}$ у поликристалла (размер зерна ~ 1 мм).

При анализе зависимостей $\Delta\tau_{SI}/\Delta\tau_{SN}$ и $\Delta\sigma_{SI}/\Delta\sigma_{SN}$ от магнитной индукции B/B_c отмечалось несколько особенностей. Отсутствует линейная связь между скачком $\Delta\sigma_{SN}$, $\Delta\tau_{SN}$ и концентрацией нормальных электронов $C_N = B/B_c$. Величины $\Delta\tau_{SN}$ и $\Delta\sigma_{SN}$ в поле H^{\perp} всегда выше при одинаковых B/B_c аналогичных величин в поле H^{\parallel} . При одинаковой напряженности магнитного поля относительная величина $\Delta\sigma_{SI}/\Delta\sigma_{SN}$ в поликристалле выше, чем в монокристалле. Эти особенности вместе с температурными зависимостями $\Delta\sigma_{SI}$ и $\Delta\tau_{SI}$ также свидетельствуют о том, что в промежуточном состоянии, кроме чисто электронного торможения дислокаций, происходит дополнительное торможение на границе раздела нормальной и сверхпроводящей фаз.

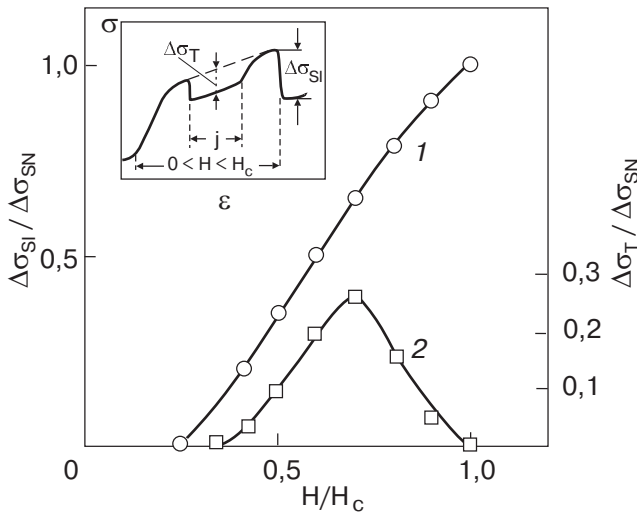


Рис. 24. Изменение деформирующего напряжения поликристаллического свинца в динамическом промежуточном состоянии в результате приложения магнитного поля ($\Delta\sigma_{SI}$) и протекания электрического тока ($\Delta\sigma_{ST}$); зависимость $\Delta\sigma_{SI}/\Delta\sigma_{SN}$ (1) и $\Delta\sigma_{ST}/\Delta\sigma_{SN}$ (2) от приведенного магнитного поля [171].

В отличие от статической магнитной структуры пропускание электрического тока через сверхпроводник I рода, находящийся в промежуточном состоянии, приводит к появлению дрейфа границ раздела фаз. В работе [171] обнаружено, что при совместном воздействии магнитного поля H и электрического тока плотности j (H и j — взаимно перпендикулярны, j — параллельно оси растяжения образца) в промежуточном состоянии, кроме возрастания деформирующего напряжения на величину $\Delta\sigma_{SI}$, включение электрического тока приводит к снижению σ на $\Delta\sigma_j$. Этот результат (рис. 24), который приведен также в [89,171,172], явился еще одним подтверждением чувствительности $\Delta\sigma_{SI}$ к взаимодействию дислокаций с границей фазы в промежуточном состоянии. В работе [128] проведены тщательные измерения $\Delta\tau_{SI}$ и концентрации нормальной фазы в двух сверхпроводниках I рода (чистый свинец и свинец-0,5 ат.% индия) и проанализированы полученные результаты с учетом не только концентрации, но и морфологии нормальной фазы.

6.2.2. Смешанное состояние. Уже вскоре после обнаружения эффекта изменения пластичности при сверхпроводящем переходе [1,2] были проведены первые эксперименты по изучению влияния магнитного поля на деформирующее напряжение сверхпроводников II рода [43,91,123,173]. В работе [91] эксперименты проводились на монокристаллах ниобия, ориентированных для одиночного скольжения по системе $(\bar{1}01)[111]$. В смешанном состоянии, начиная с $0,4H_{c2}$, скачок τ растет (рис. 25,б) с ростом

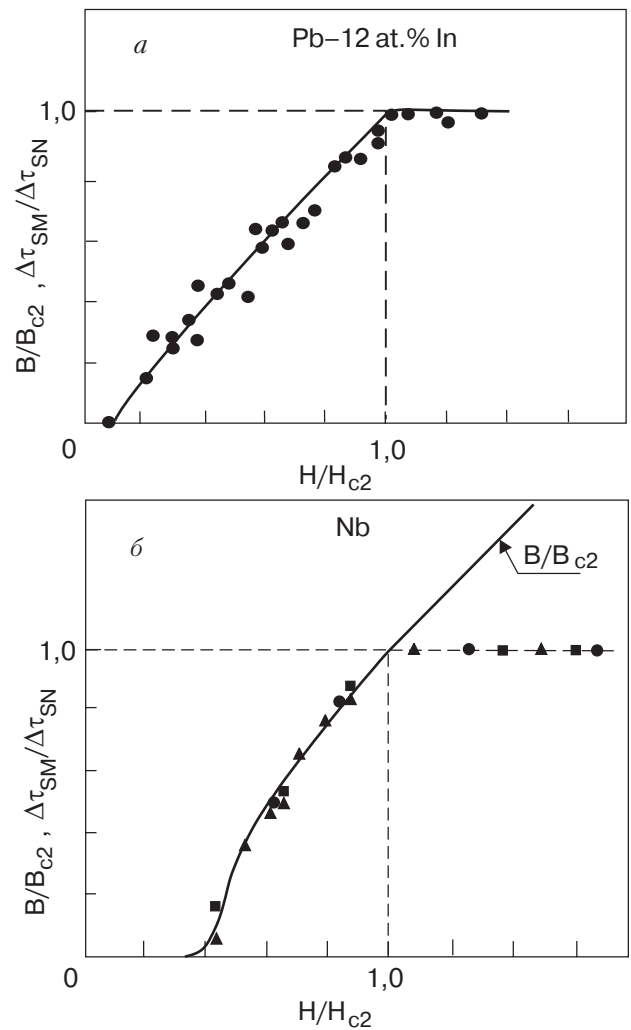


Рис. 25. Изменение нормированного скачка деформирующего напряжения $\Delta\tau_{SM}/\Delta\tau_{SN}$ (точки) в смешанном и нормальном состоянии в зависимости от нормированного магнитного поля H/H_{c2} : для монокристаллов сплава Pb-12 ат.% In [173] (а); для ниобиевых монокристаллов [91] (б). Линия отвечает полевой зависимости B/B_{c2} .

магнитного поля, направленного вдоль оси растяжения, достигая максимального значения $\Delta\tau_{SM} = \Delta\tau_{SN}$ при H_{c2} . При этом экспериментальные значения $\Delta\tau_{SM}$ хорошо согласовывались с кривой магнитной индукции образца. С ростом поля выше H_{c2} $\Delta\tau_{SN}$ не зависит от поля.

Аналогичный эксперимент выполнен на сплаве Pb-In [43,123,173]. Для исследования был выбран сплав Pb-13 ат.% In, который имеет по магнитному полю весьма широкую область смешанного состояния (при 4,2 К $H_{c1} = 280$ Э, а $H_{c2} = 2400$ Э). Поликристаллические образцы деформировались при 4,2 К и при этом многократно переводились из сверхпроводящего в смешанное состояние, а величина

магнитного поля менялась от H_{c1} до H_{c2} . Величина $\Delta\sigma$ равна нулю при полях меньших H_{c1} и постоянна выше H_{c2} (рис. 25,а). В смешанном состоянии $\Delta\sigma_{SM}$ согласуется с кривой $B(H)$. В дальнейшем были выполнены аналогичные эксперименты на монокристаллах сплавов Pb–4 ат.% Tl, Pb–3,9 ат.% Bi, Pb–0,85 ат.% Cd [139], поликристаллах Pb–4,6 ат.% In Pb–13,2 ат.% In [122], на ниобии [94,97] и получен качественно одинаковый результат – рост $\Delta\sigma_{SM}$ ($\Delta\tau_{SM}$) в смешанном состоянии при изменении магнитного поля от H_{c1} до H_{c2} . Подобные результаты получены в экспериментах в смешанном состоянии в условиях ползучести (поликристаллы Pb–10 ат.% In) [123,135] и в условиях релаксации напряжений (монокристаллы Pb–5; 10 ат.% In [37]; монокристаллы Pb–5; 10; 15; 20 ат.% In [126]) с одним отличием – измерения $\Delta\tau$ ($\Delta\sigma$) проводились только при переводе образца из смешанного в сверхпроводящее состояние; так как в сплавах возможен захват потока, такая методика может давать заниженное значение $\Delta\sigma_{SM}$ ($\Delta\tau_{SM}$).

Сравнительные измерения в полях, параллельных и перпендикулярных оси растяжения, проведенные на монокристаллах сплава Pb–2,2 и 12 ат.% In [174,175], позволили наблюдать различия в величинах $\Delta\tau_{SM}^{\parallel}$ и $\Delta\tau_{SM}^{\perp}$. Концентрация нормальной фазы C_N определялась по кривым магнитной индукции. Установлено, что кроме чисто электронного торможения, характеризующегося величиной C_N , в величину $\Delta\sigma_{SM}$ входит слагаемое $\Delta\sigma_v$, нелинейно зависящее от C_N . $\Delta\sigma_v$ наблюдается, начиная с $C_N \approx 0,4$, достигает максимального значения при $C_N \approx 0,7$ и снижается до 0 в нормальном состоянии. Наиболее вероятной причиной возникновения $\Delta\sigma_v$ является дополнительное торможение дислокаций за счет их взаимодействия с вихрями магнитного потока. По-видимому, наиболее тщательные измерения в смешанном состоянии, как величины $\Delta\sigma_{SM}$ ($\Delta\tau_{SM}$), так и концентрации нормальной фазы в образце, выполнены в [130], поэтому эта работа заслуживает подробного изложения. Измерения проводились при 4,2 К на поликристаллах и монокристаллах сплавов свинец–индий с концентрациями In до 50 ат.%. Магнитное поле увеличивали ступенями в интервале от H_{c1} до H_{c2} таким образом, чтобы получить до десяти скачков деформирующего напряжения $\sigma(\tau)$ и магнитной индукции B , которые фиксировались одновременно. Описанная методика существенно отличалась от примененных в упомянутых выше работах. На начальных стадиях эксперимента поле изменялось только в сторону увеличения, что исключало погрешности, связанные с захватом магнитного потока. Вторым преимуществом является одновременное измерение скачков

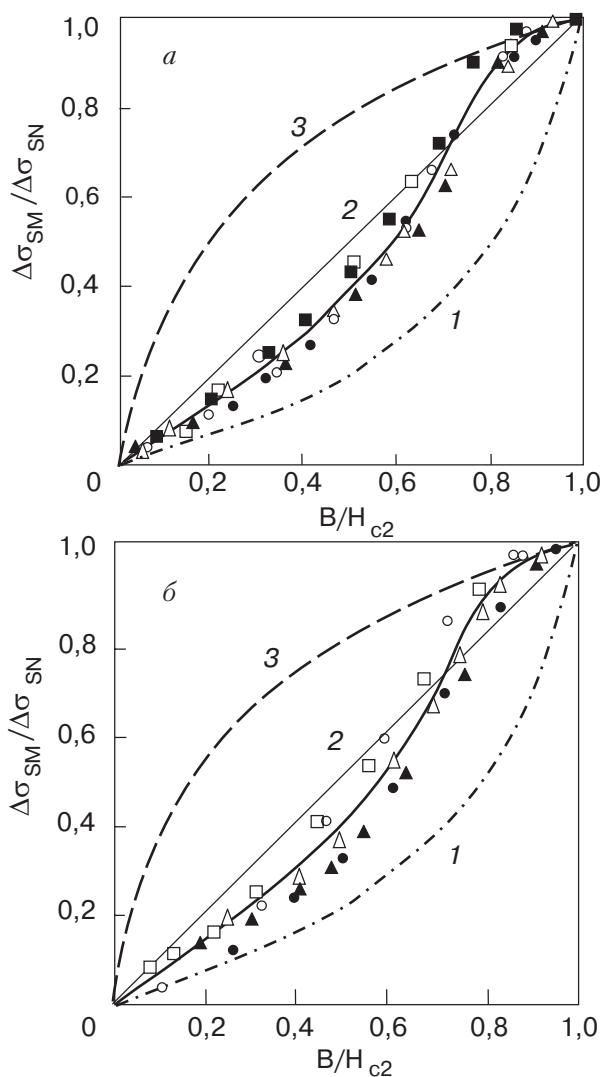


Рис. 26. Зависимость $\Delta\sigma_{SM}/\Delta\sigma_{SN}$ от концентрации нормальной фазы в сверхпроводниках II рода. Поликристаллы сплавов: Pb–3 ат.% In (при увеличении H (○); при уменьшении H (●)); Pb–5 ат.% In (△); Pb–30 ат.% In (▲); Pb–50 ат.% In (□); Pb–5 ат.% In–5 ат.% Sn (■) (а). Монокристаллы сплавов: Pb–2 ат.% In (○); Pb–5 ат.% In (●); Pb–10 ат.% In (△); Pb–20 ат.% In (▲); Pb–30 ат.% In (□) [130] (б).

$\sigma(\tau)$ и B , что позволило более точно сопоставить эти величины. Зависимости $\Delta\sigma_{SM}/\Delta\sigma_{SN}$ для поликристаллов и $\Delta\tau_{SM}/\Delta\tau_{SN}$ монокристаллов от B/H_{c2} существенно нелинейны и практически идентичны для всех изученных сплавов. Характерной особенностью является инверсия относительно линии прямой пропорциональности (см. рис. 26), которая наблюдается при C_N около 0,7. Эта инверсия наблюдалась также в [81]. По достижению поля, которое совпадало с H_{c2} , влияние H на $\sigma(\tau)$ исчезало. Анализ полученных данных и сравнение их с результатами исследования промежуточного состоя-

ния показал, что следует учитывать не только концентрацию нормальной фазы, но и ее морфологию, которая позволяет объяснить наблюдаемую нелинейность и инверсию.

6.3. Влияние параметров энергетического спектра электронов

Еще одним доказательством корреляции наблюдаемых изменений пластичности со сверхпроводящими свойствами являются эксперименты по изучению влияния парамагнитной примеси на дополнительную ползуемость $\Delta\epsilon_{NS}$ при сверхпроводящем переходе [75,142,151]. Исследовались поликристаллы сплава Pb–0,4 ат.% Ni [142] в условиях растяжения при 4,2 К. Деформационная зависимость $\Delta\epsilon_{NS}$ показана на рис. 27. Здесь же для сравнения приведены аналогичные кривые для чистого свинца и сплава Pb–0,4 ат.% Sn. Как видно, немагнитная (кривая 1) и парамагнитная (кривая 3) примеси оказывают противоположное влияние на зависимость $\Delta\epsilon_{NS}(\epsilon)$ по сравнению с чистым свинцом (кривая 2). Если в сплаве свинца с оловом величина $\Delta\epsilon_{NS}$ в 1,5–2 раза больше, чем в чистом свинце, то в сплаве с никелем она примерно на порядок меньше по сравнению с чистым свинцом. Специальными опытами было показано, что такие изменения не связаны с различием в пластических свойствах сплавов. Поэтому необычное влияние парамагнитной примеси на величину $\Delta\epsilon_{NS}$ связывалось с сильным уменьшением величины энергетической щели. Этими же авторами [151] был расширен интервал концентраций никеля (0,2; 0,4; 0,65 ат.%) и температур измерений (1,6–7,2 К) и получен аналогичный результат.

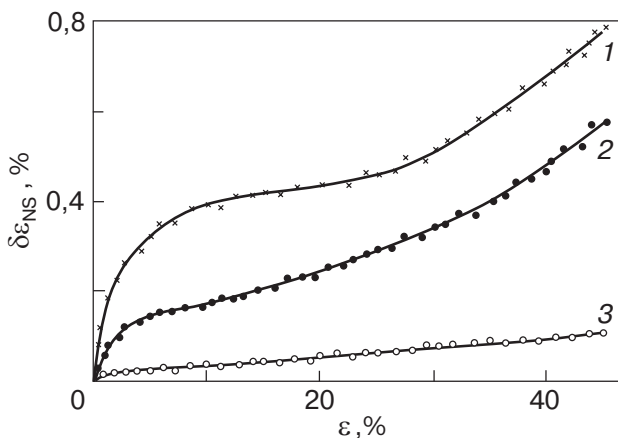


Рис. 27. Деформационные зависимости $\Delta\epsilon_{NS}$ в поликристаллах сплава свинца с немагнитной примесью олова (1), чистого свинца (2) и сплава с парамагнитной примесью никеля (3) [142].

7. Основные теоретические представления о влиянии сверхпроводящего перехода на пластичность

7.1. Электронное торможение дислокаций в нормальном и сверхпроводящем состояниях

Экспериментальные наблюдения изменения макроскопических характеристик пластической деформации металлов и сплавов при сверхпроводящем переходе, свидетельствующие о заметном влиянии электронов проводимости на процессы деформации, заставили обратить, прежде всего, внимание на имеющиеся немногочисленные теоретические работы, где рассматривалось взаимодействие движущихся дислокаций с электронами проводимости. Эти работы инициировались экспериментами по изучению дислокационного поглощения ультразвука и относились к ситуации в нормальном металле. Среди имеющихся публикаций корректными считаются работы [18,19,177,178], выполненные для прямолинейной дислокации. Рассчитанная теоретическая сила электронного торможения дислокации в нормальном металле не зависит от температуры. Следовательно, не зависит от температуры коэффициент электронного торможения B_e , который оценивался 10^{-5} – 10^{-6} дин·с/см². В работе [179] показано, что в металлах, содержащих уплощение на поверхности Ферми, электронное торможение дислокаций некоторых ориентаций содержит релаксационное слагаемое, пропорциональное длине свободного пробега электронов, в результате чего B_e будет зависеть от температуры. В теоретических исследованиях электронного торможения перегибов на дислокациях [180] получена независимость его от температуры. Так как в выражение для B_e входит концентрация электронов (n_e), в [13] отмечалось, что при сверхпроводящем переходе B_e будет изменяться в меру изменения n_e .

Первые теоретические работы, специально рассматривающие электронное торможение дислокаций в сверхпроводящем состоянии, опубликованы в 1970–71 гг. [181–183]. При вполне достижимых в условиях эксперимента скоростях дислокаций $V \sim 10^4$ см/с кинетическая энергия становится сравнимой с энергией связи куперовских пар 2Δ . Поэтому движущаяся в сверхпроводнике дислокация может вызывать не только переходы, связанные с рассеянием существующих при данной температуре «нормальных» возбуждений, но и переходы, связанные с рождением новых возбуждений (разрывом куперовских пар). Вследствие этого существенно изменяется вид скоростной зависимости силы электронного торможения в сверхпроводящем состоянии F_S , которая меняется с температурой, как

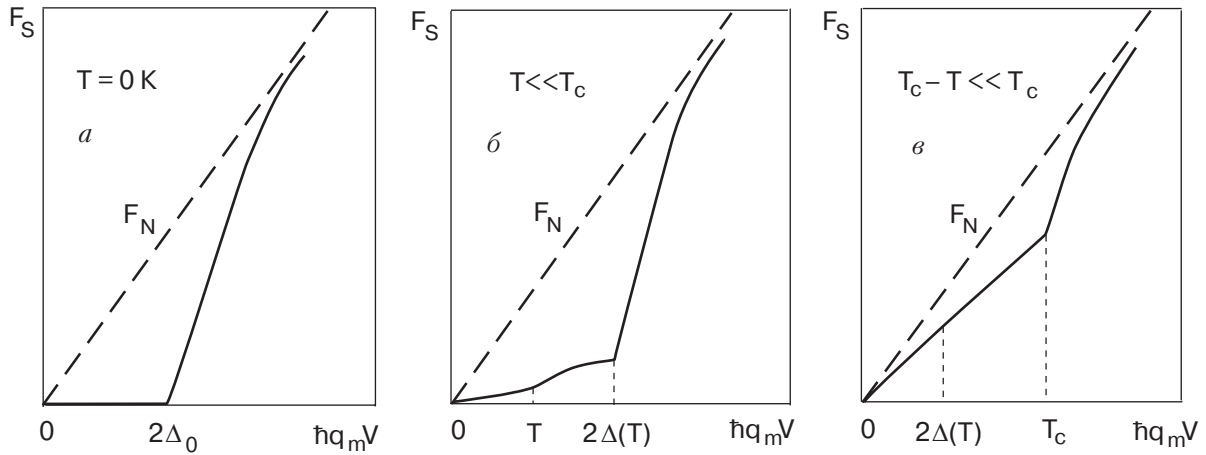


Рис. 28. Схематическое изображение зависимости силы F_S электронного торможения дислокации в сверхпроводнике от скорости ее движения V при различных температурах (сплошные кривые) [182,183]; штриховые линии изображают силу электронного торможения в нормальном металле [18], q_m – максимальное значение импульса в направлении движения дислокаций.

показано для нескольких предельных случаев на рис. 28. Как видно при 0 К существует критическая скорость V_c дислокации, ниже которой электронное торможение отсутствует, а выше V_c происходит резкое возрастание торможения, связанное с включением механизма генерации квазичастиц. Учет процессов переброса [184] приводит к некоторому размытию порога в скоростной зависимости силы трения сверхпроводника. Проведенные в [182,183] расчеты позволили найти скачок силы трения $\delta F_{NS} = F_N - F_S$ при сверхпроводящем переходе. Температурная зависимость δF_{NS} в предельных случаях совпадает с температурной зависимостью щели $\Delta(T)$, однако единой линейной зависимости δF_{NS} от $\Delta(T)$ не существует. Рисунок 28 дает качественное представление о характере скоростной и температурной зависимостей F_S , а количественные характеристики, полученные с помощью ЭВМ, приведены в [181,185]. Полученные результаты справедливы для прямолинейных и криволинейных дислокаций с радиусом кривизны, значительно превышающим атомные размеры. Поэтому электронное торможение на дислокационных перегибах, которые контролируют пластическую деформацию кристаллов с высокими барьерами Пайерлса, нуждается в отдельном рассмотрении. Детальный анализ работ по электронному торможению дислокаций содержится в обзоре [186] и монографии [187]. Пользуясь результатами оригинальных работ, можно оценить влияние сверхпроводящего перехода на движение дислокаций в динамическом надбарьерном режиме. В общем случае $b\tau = F(\bar{V})$, где τ – внешнее напряжение, b – вектор Бюргерса. В нормальном состоянии при низких температурах $b\tau_N = F_N = B_N \bar{V}$, а в сверхпроводящем состоянии

$b\tau_S = F_S(\bar{V}, T)$. При сверхпроводящем переходе изменение τ будет происходить в меру изменения F , $b(\tau_N - \tau_S) = b\Delta\tau_{SN} = F_N(\bar{V}) - F_S(\bar{V}, T)$. Пользуясь расчетами для F_S , можно построить зависимости ΔF_{NS} от внешнего напряжения, температуры (рис. 29) и скорости дислокаций (рис. 30) [181–185]. Зависимость $F_N - F_S$ от V и T [185] мало чувствительна к типу дислокации (краевая или винтовая) и ее форме (замкнутая или прямолинейная). Так как большинство сверхпроводников являются металлами, обладающими сложной, многозонной поверхностью Ферми, в [188] изучено поведение коэффициента электронного торможения в сверхпроводниках с перекрывающимися энергетическими зонами. Показано, что в двухзонных сверхпроводниках, как и в однозонных, существует критическая скорость дислокаций, а зависимость

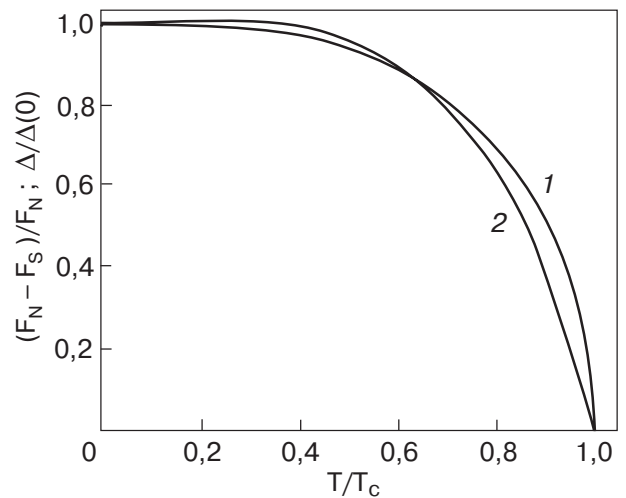


Рис. 29. Температурные зависимости величины относительной щели (1) и $(F_N - F_S)/F_N$ при $V \cong V_c$ (2), полученные при численном расчете [185].

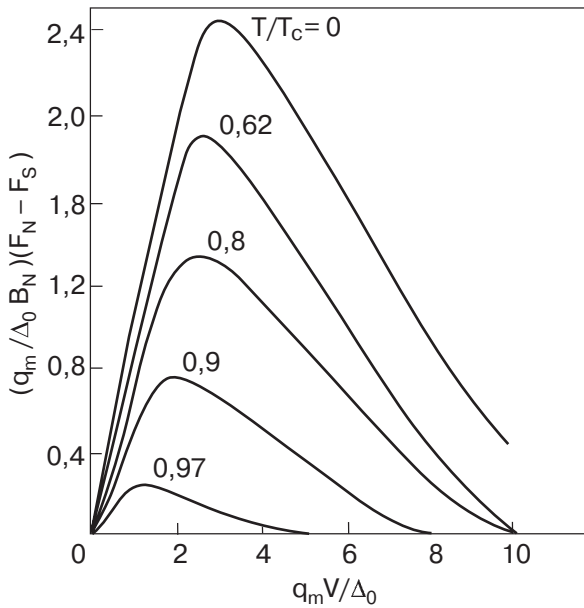


Рис. 30. Зависимости разности сил трения $F_N - F_S$ в нормальном и сверхпроводящем состояниях от скорости движения дислокации ($\omega_m = q_m V$) при различных температурах, полученные при численном расчете [185].

$F_N - F_S$ от F_N имеет немонотонный характер. Чисто динамический режим движения дислокаций при пластической деформации осуществляется довольно редко, например, в голове полосы скольжения под действием больших импульсных нагрузок [27] и в случае высокоскоростной деформации. В недавних исследованиях динамические эффекты наблюдались также в условиях ползучести при сверхпроводящем переходе [115,116] и в условиях активной деформации концентрированных сплавов свинец-индий [189]. Существенной особенностью динамического торможения дислокаций является его нечувствительность к степени чистоты и легированию. Экспериментальные наблюдения (см. 4.6) свидетельствуют о существенной зависимости характеристик изменения пластичности при сверхпроводящих переходах к концентрации легирующего элемента. Эти обстоятельства, а также некоторые экспериментальные данные о пластической деформации при низких температурах (например, [24]) инициировали разработку других механизмов изменения пластичности при сверхпроводящем переходе.

7.2. Флуктуационный механизм

В работах [190–192] предложен и детально разработан учет влияния электронов на процесс термического преодоления дислокациями потенциальных барьеров, создаваемых примесными дефектами и дислокациями других систем. Рассмотрение ограни-

чивается кристаллами с пренебрежимо малыми барьерами Пайерлса (ГЦК и ГПУ кристаллы). Предполагается, что процесс термической активации чувствителен к изменению электронного торможения дислокаций при сверхпроводящем переходе. Предположение о влиянии вязкого торможения на скорость дислокаций при низких температурах содержится в работах [12,193,194]. Такое предположение находится в согласии с общими принципами теории флуктуаций, согласно которым тепловые флуктуации связаны с диссипативными свойствами среды. Это подтвердило исследование теплового движения закрепленного дефектами отрезка дислокации и вычисление средней частоты открепления от отдельного дефекта. На основании этого рассмотрения было получено модифицированное уравнение Аррениуса, описывающее кинетику пластической деформации при низких температурах и малых напряжениях. Используя это уравнение и зависимость $B_S(T)$ (см. 7.1), были получены выражения для $\Delta\tau_{SN}$, $\Delta\epsilon_{NS}$ и $\Delta\tau_{NS}^R$. Характерная особенность флуктуационного механизма следующая. Влияние сверхпроводящего перехода следует ожидать только при характерных длинах дислокационного сегмента $\sim 10^{-5} - 10^{-4}$ см, что присуще весьма чистым металлам. В работах [195–197] флуктуационный механизм, первоначально разработанный для однозонного сверхпроводника, обобщен на случай двухзонного. Температурная зависимость $\Delta\sigma_{SN}$ и $\Delta\epsilon_{NS}$, как и в случае однозонного сверхпроводника, может быть немонотонной. Качественно совпадает и концентрационная зависимость параметров эффекта — она является немонотонной функцией концентрации примесей. Другая возможность влияния вязкости на флуктуационное открепление дислокаций от локальных препятствий состоит в учете изменения эффективной температуры при рассмотрении квантового движения дислокационных сегментов при низких температурах [198]. Резкое уменьшение коэффициента вязкого торможения B при сверхпроводящем переходе приводит к увеличению эффективной температуры T^* , которое повышает среднюю частоту откреплений от локальных дефектов и скорость пластической деформации.

В дальнейшем теория флуктуационного механизма была развита применительно к примесным кристаллам в условиях эффективности квантовых эффектов и получены немонотонные зависимости параметров изменения пластичности при NS -переходе от концентрации примеси и деформации [192]. Величина эффекта должна достигать максимума при концентрациях $\sim 10^{-3}$. Вид зависимости $\Delta\tau_{SN}(\epsilon)$ существенно зависит от концентрации примесей. При определенных небольших концентрациях при-

месей возможна немонотонность температурной зависимости $\Delta\tau_{SN}$.

7.3. Инерционный механизм

Практически одновременно с описанным выше механизмом был предложен [36,199,200,201] инерционный механизм преодоления дислокацией локального барьера, который при низких температурах становится эффективным и чувствительным к сверхпроводящему переходу. Инерционный механизм предполагает, что движущаяся дислокация с эффективной массой M может преодолеть препятствие с помощью инерционного перескакивания при достаточно высоких скоростях его движения. Такая ситуация может иметь место, когда дислокационные сегменты перейдут из задемпфированного в незадемпфированное состояние. Характеристикой демпфирования является выражение

$$\mu = \frac{B\bar{l}V_s}{\pi Gb^2}, \quad (1)$$

где B — коэффициент динамического торможения, G — модуль сдвига; b — вектор Бюргерса, V_s — скорость звука в кристалле, \bar{l} — средняя длина дислокационного сегмента. Если $\mu \geq 1$ (комнатные и более высокие температуры), дислокационные сегменты находятся в задемпфированном состоянии и их инерционные свойства не проявляются. С понижением температуры за счет уменьшения B и \bar{l} возможно $\mu < 1$. В этом случае дислокационные сегменты перейдут из задемпфированного в недодемпфированное состояние, в котором их инерционные свойства могут оказывать определенное влияние на динамику дислокаций в кристалле. Если недодемпфированные дислокационные сегменты отрываются от какого-либо точечного дефекта (стопора) и под влиянием внешней нагрузки набегают в плоскости скольжения на новый стопор, то они проскакивают положение статического равновесия (рис. 31) и на короткое время $\sim 10^{-9}$ – 10^{-10} с застревают в динамическом положении, после чего, совершив несколько затухающих колебаний, принимают положение нового статического равновесия. Таким образом, инерционные свойства приводят к тому, что в процессе движения дислокации при ее столкновении с новым стопором происходит динамическое возрастание в γ раз ($\gamma = \text{tg } \alpha_{d, \max} / \text{tg } \alpha_{st}$) средних значений углов, под которыми дислокация атакует эти стопоры. Это может способствовать увеличению средней скорости движения дислокаций и, следовательно, оказывать влияние на макроскопическую скорость деформации при низких температурах. В течение ряда лет инерционный механизм был предметом теоретических исследований [8,10,36,47,

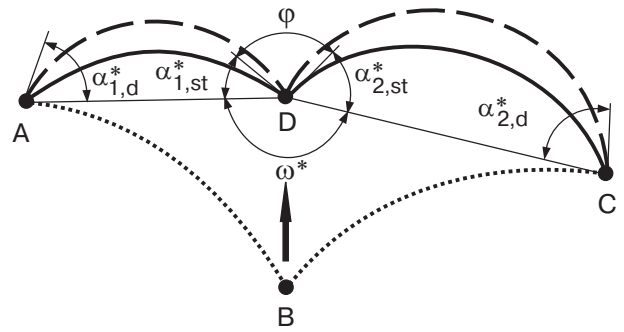


Рис. 31. Схема проявления инерционных свойств незадемпфированной дислокационной линии: пунктирная линия — первоначальное статическое положение дислокации, опирающейся на точечные дефекты (стопоры) A, B и C; штриховая линия — динамическое положение дислокации, оторвавшейся от стопора B; сплошная линия — новое статическое положение дислокации, опирающейся на стопоры A, D и C [24].

139,194,199–207]. Недавно выполнены работы по моделированию на атомном уровне движения дислокаций и сделаны наблюдения инерционных эффектов в модельном эксперименте [206,207]. В этих работах высказывалось предположение, что переход дислокационных сегментов из задемпфированного в незадемпфированное состояние должен вызывать соответствующий переход от термоактивированного к безактивационному вязкодинамическому движению дислокаций. Однако во многих случаях инерционные свойства дислокаций могут проявляться при одновременном сохранении термоактивационного характера их движения. Экспериментальные данные в пользу такого сочетания термоактивационных и инерционных процессов при низкотемпературной деформации просуммированы в [24,208].

7.4. Термоинерционный механизм

В силу указанных в разделе 7.3 обстоятельств в ряде работ предпринимались попытки учесть влияние инерционных свойств дислокаций на скорость их термоактивационного движения. Анализ гипотез, высказанных до 1987 г., содержится в [24]. Задача учета влияния инерционных свойств дислокаций на скорость их термоактивационного движения оказалась весьма трудной и длительное время не находила решения. В 1979–1981 гг. в работах [209,210] предложен способ решения этой задачи, основанный на статистическом описании движения дислокаций через хаотическую сетку точечных препятствий. В этих работах были сформулированы аналитические уравнения, описывающие среднюю эффективную скорость \bar{V} термоактивированного движения дислокации и соответствующую скорость

ѐ термоактивированного пластического течения, в которые в явном виде включен инерционный параметр γ . На этой основе была развита термоинерционная теория и применена к исследованию изменений макроскопических характеристик пластической деформации при сверхпроводящем переходе. Рассмотрим кратко ее содержание. При движении дислокаций через хаотическую сетку точечных препятствий дислокация образует ряд последовательных конфигураций. Предполагается, что все стопоры в плоскости скольжения создают одинаковые потенциальные и силовые барьеры, высота которых характеризуется критическим углом атаки α_{cr} . Конфигурации, образуемые дислокацией в плоскости скольжения, могут быть разделены на два класса: механически устойчивые, термоактивируемые конфигурации, в которых ни один угол атаки не превышает α_{cr} , и механически неустойчивые, безактивационные конфигурации, содержащие один или несколько углов больше α_{cr} . Через g обозначается относительное количество безактивационных конфигураций среди всех тех конфигураций, которые дислокация последовательно образует при движении через хаотическую сетку точечных препятствий. При $\sigma = 0$ величина $g = 0$, а при $\sigma \geq \sigma_{cr}$ $g = 1$. Моделирование на ЭВМ показало, что g не зависит от температуры в области низких температур. В области нагрузок $0,2\sigma_{cr} \leq \sigma < \sigma_{cr}$ имеет место $0 < g < 1$. В этих условиях эффективная средняя скорость \bar{V} термоактивированного движения дислокации через хаотическую сетку локальных препятствий описывается соотношением

$$\bar{V} \cong \frac{vS_0}{\bar{l}(\sigma)[1 - g(\sigma, \sigma_{cr})]} \exp \left[-\frac{H_0}{kT} \ln \left(\frac{\sigma_{max}}{\sigma} \right) \right], \quad (2)$$

где v — эффективная частота термоактивационных попыток; S_0 — средняя площадь, приходящаяся на один стопор; \bar{l} — средняя длина дислокационного сегмента; H_0 — параметр, определяющий эффективную энтальпию термической активации; $\sigma_{max} \geq \sigma_{cr}$, T — температура, k — константа Больцмана. Инерционные свойства дислокаций, определяемые параметром γ , не влияют на вероятность термоактивационных отрывов дислокаций от стопоров, но могут увеличить число безактивационных отрывов g , т.е. нужно перейти от $g(\sigma, \sigma_{cr})$ к $g(\gamma^{3/2}\sigma, \sigma_{cr})$. Указанная замена и представляет способ учета влияния инерционных дислокаций на скорость их термоактивационного движения. Выражение для $\Delta H(\sigma) = H_0 \ln(\sigma_{max}/\sigma)$ при этом остается неизменным. Тогда в общем случае уравнение (2) с учетом динамического режима будет иметь вид

$$\bar{V} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{\lambda}v_{d, max}^{-1} + v^{-1} \exp [\Delta H(\sigma)/kT]}, \quad (3)$$

где в данном случае

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{ac\bar{l}(\sigma)[1 - g(\gamma^{3/2}\sigma, \sigma_{cr})]}. \quad (4)$$

Формулы (3) и (4) являются основными соотношениями термоинерционной теории, предложенной в [209,210]. Для описания макроскопических характеристик используется соотношение $\dot{\epsilon} = \rho b \bar{V}$ ($\dot{\epsilon}$ — скорость деформации, задаваемая машиной, b — вектор Бюргерса), считая плотность подвижных дислокаций в кристалле постоянной. Анализ физических результатов теории может быть проведен только путем нахождения с помощью ЭВМ численных решений (2) относительно σ при некоторых выбранных значениях параметров. Таким образом определялся предел текучести τ_0 и его температурная зависимость в нормальном и сверхпроводящем состоянии и соответственно $\Delta\sigma_{SN}$. На рис. 32 приведены зависимости $\Delta\sigma_{SN}$ и относительных значений $\Delta\sigma_{SN}/\sigma_{0N}$ от безразмерной концентрации стопоров $a/\sqrt{S_0}$ (a — параметр решетки) при фиксированной температуре. Согласно полученным теоретическим результатам, повышение concentra-

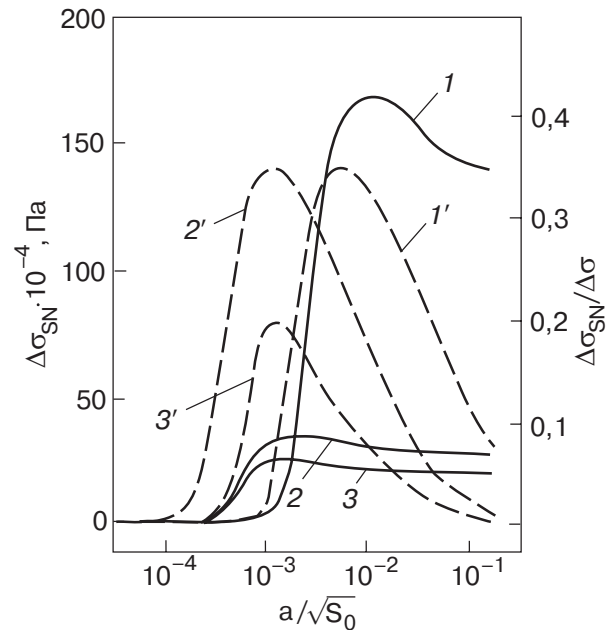


Рис. 32. Зависимости величины $\Delta\sigma_{SN}$ (сплошные линии) и относительных значений $\Delta\sigma_{SN}/\Delta\sigma_N$ (штриховые линии), вытекающие из термоинерционной теории при различных параметрах расчета ($H_0 = 0,1$ эВ; $v_{max} = 10^{-3}$ см·с $^{-1}$; $T = 0,1T_c$): $\alpha_{cr} = \pi/6$, $B_{eN} = 5 \cdot 10^{-5}$ г·см $^{-1}$ ·с $^{-1}$ (1) и (1'); $\alpha_{cr} = \pi/6$, $B_{eN} = 10^{-5}$ г·см $^{-1}$ ·с $^{-1}$ (2) и (2'); $\alpha_{cr} = \pi/46$, $B_{eN} = 10^{-5}$ г·см $^{-1}$ ·с $^{-1}$ (3) и (3'); [24].

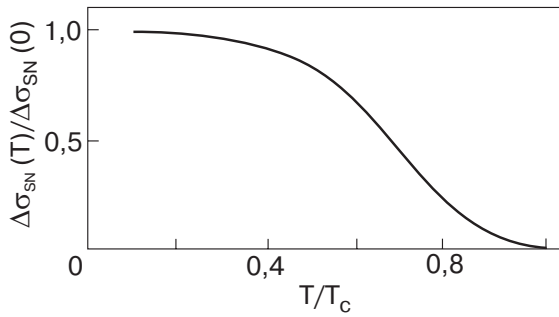


Рис. 33. Температурная зависимость $\Delta\sigma_{SN}$, полученная в термоинерционной теории [24].

ции стопоров приводит к повышению пределов текучести σ_{0S} и σ_{0N} , вследствие чего растет $\Delta\sigma_{SN}$. Однако с дальнейшим ростом $a/\sqrt{S_0}$ средняя величина пробега дислокаций S_0/l уменьшается настолько, что дислокация не успевает разогнаться до скорости $V_{d, \max}$. За счет этого влияние NS -перехода должно ослабевать. Максимум на концентрационной зависимости $\Delta\sigma_{NS}$ впервые теоретически предсказан в [202] и подтверждается численными расчетами (рис. 32). На рис. 33 показана температурная зависимость $\Delta\sigma_{SN}$, вытекающая из термоинерционной теории. Теоретическая зависимость $\Delta\sigma_{SN}(T)$, как и экспериментальная (см. 6.1), характеризуется монотонным ростом $\Delta\sigma_{NS}$ и стремлением к постоянной величине при $T \rightarrow 0$.

Экспериментальные исследования низкотемпературной пластичности последних лет [211–213] в условиях активной деформации и ползучести подтвердили эффективность термоинерционного механизма.

Теоретические исследования механизма, включающего термическую активацию и инерционные эффекты, были продолжены. В [214] предложена одномерная модель, использующая уравнения броуновского движения в применении к движению дислокаций. В [215] рассматривается движение дислокаций в двумерном случае через хаотическую сетку препятствий, которое включает инерционный отрыв недодемпфированных дислокационных сегментов. В полученном виде эти гипотезы трудны для сравнения теории с экспериментом.

7.5. Квантово-инерционный механизм

При низких температурах (ниже 10 К) существуют аномалии пластичности в чистых металлах, которые могут быть объяснены квантовыми свойствами дислокаций [216,217]. Поэтому, строго говоря, в области особо низких температур, кроме инерционных эффектов и термической активации, следует учитывать квантовые свойства дислокаций. Результатом совместного действия квантовых, инерцион-

ных и термофлуктуационных эффектов [146] является преобразование классического уравнения Арениуса

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp\left[-\frac{\Delta H(\tau^*)}{kT}\right], \quad \tau^* = \tau - \tau_i \quad (5)$$

($\dot{\epsilon}$ — скорость пластической деформации; τ — внешнее напряжение; τ_i — внутреннее напряжение) в уравнение следующего вида:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 I(\tau^*, B) \exp\left[-\frac{\Delta H(\tau^*)}{kT^*(T)}\right]. \quad (6)$$

Вместо стоящей в (5) в показателе экспоненты температуры T в (6) фигурирует функция $T^*(T)$ — эффективная температура дислокации, учитывающая ее тепловое и квантовое движение [217]. Перед экспонентой в (5) вместо параметра $\dot{\epsilon}_0$ возникает функция $\dot{\epsilon}_0 I(\tau^*, B)$, зависящая от эффективного напряжения τ^* и константы динамического торможения B . Для эффективной температуры $T^*(T)$ была получена простая приближенная формула:

$$T^*(T) = \begin{cases} T, & T > \theta, \\ \frac{\theta}{2} \left(1 + \frac{T^2}{\theta^2}\right), & T < \theta. \end{cases} \quad (7)$$

Здесь θ — характеристическая температура дислокации, являющаяся основной характеристикой ее квантовых свойств. Функция I отражает эффективность инерционных эффектов, что рассмотрено в 7.4. В теории этого механизма еще не получены выражения для зависимости $\Delta\tau_{SN}$ от деформации, температуры и концентрации примеси.

7.6. Другие теоретические гипотезы

Существует еще несколько гипотез, которые необходимо упомянуть для полноты картины. Экспериментальное наблюдение заметного прироста ползучести при NS -переходе на стадии, когда в пределах точности эксперимента скорость деформации близка к нулю [55], стимулировало гипотезу о возможном квазистатическом механизме, при котором меняется характеристика потенциального барьера, препятствующего движению дислокаций.

В [218,219] предложен квазистатический механизм, который основан на учете неоднородности электронной структуры сверхпроводника, которая связана с неоднородностью дислокационной структуры, возникающей за счет гетерогенности пластической деформации, в результате чего внутренние напряжения в процессе деформации вызывают локальные изменения ширины энергетической щели Δ . Непосредственное влияние дислокаций на фононный спектр также приводит к локальным изме-

нениям щели. Неоднородное распределение дислокаций и точечных дефектов меняют длину пробега электронов, что локально меняет энергию NS -границы. Все это обуславливает пространственную неоднородность сверхпроводящего состояния и повышает плотность свободной энергии в S -состоянии на величину $\delta F \sim N(0)\xi_0^2(\text{grad } \Delta)^2$, где $N(0)$ — плотность состояний на поверхности Ферми; ξ_0 — длина когерентности. Наличие градиентного члена свободной энергии приводит к дополнительной термодинамической силе, стремящейся сделать дислокационную структуру более однородной. Эффективные механические напряжения, возникающие благодаря этой силе, оцениваются в 10^5 дин/см².

В работе [220] показано, что уменьшение энергии активации за счет понижения потенциальных барьеров может быть связано с возрастанием свободной энергии сверхтекучей компоненты электронов проводимости, экранирующих возмущение положительного заряда ионов в области деформации кристаллической решетки вблизи дислокации. Это увеличение даже превышает снижение потенциального барьера $\delta U = 0,4 \cdot 10^{-3}$ эВ, которое требуется в свинце для объяснения наблюдаемой величины $\Delta \epsilon_{NS}$.

На возможную роль реальной структуры локальных барьеров в оценке величины эффекта сверхпроводящего перехода указано в [221]. Вместо обычно рассматриваемого движения дислокаций через локальные поля напряжений, соответствующих центрам дилатации в изотропной среде, в кристаллах с сильной анизотропией предлагается учитывать сложные поля напряжений, приводящие к осцилляциям силы взаимодействия «дислокация — дефект».

Существует гипотеза [83], объясняющая изменения пластичности при сверхпроводящем переходе без использования представлений о взаимодействии дислокаций с электронами проводимости. Гипотеза основана на том, что теплопроводность металла в сверхпроводящем состоянии вследствие уменьшения ее электронной составляющей становится меньше, чем в нормальном. Это должно, по мнению авторов, привести к уменьшению скорости теплоотвода из области, где протекает пластическая деформация, что приведет к локальному разогреву. В свою очередь разогрев должен привести к увеличению скорости термоактивированной пластической деформации. Таким образом, при сверхпроводящем переходе должна произойти дополнительная деформация, обуславливающая снижение деформирующего напряжения. Согласно [83], такое снижение $\Delta \tau_{SN}$, вызванное разогревом, выражается

$$\Delta \tau_{SN} = -\beta A \ln \frac{K_N}{K_S}, \quad (8)$$

где $A = d\tau/dT$; K_N и K_S — коэффициенты теплопроводности в нормальном и сверхпроводящем состоянии. В чистых сверхпроводниках $K_N/K_S > 1$, приводящее при $d\tau/dT < 0$ к положительным значениям $\Delta \tau_{SN}$, что наблюдается в эксперименте. Однако возможные ситуации, когда $d\tau/dT > 0$ (низкотемпературная аномалия предела текучести и деформирующего напряжения). В этом случае, согласно (8), $\Delta \tau_{SN}$ должно быть отрицательным. Аналогичный результат должен получаться в случае $K_N/K_S < 1$, что характерно для некоторых сверхпроводящих сплавов. Экспериментально отрицательные значения $\Delta \tau_{SN}$ не наблюдались ни в одном изученном материале.

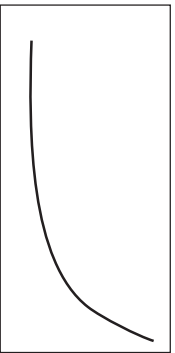
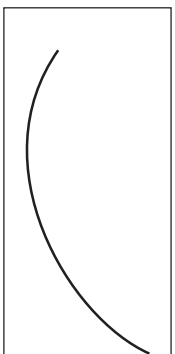
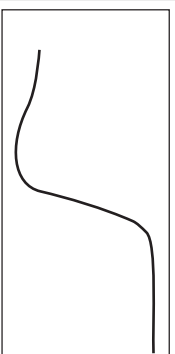
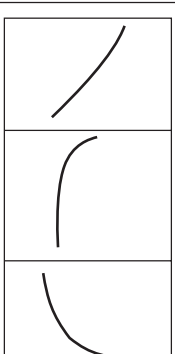
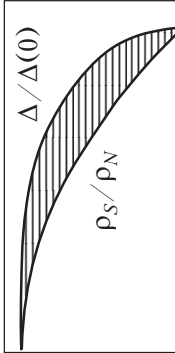
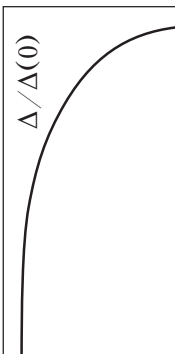
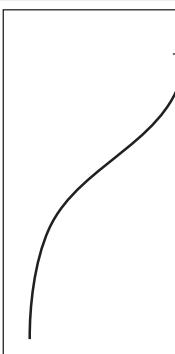
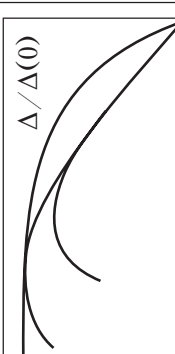
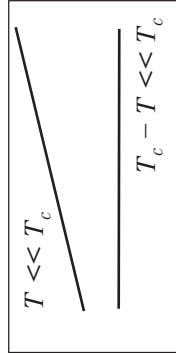
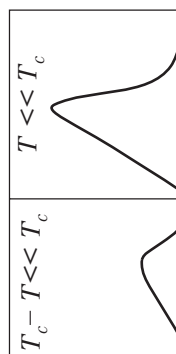
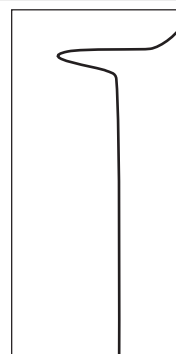
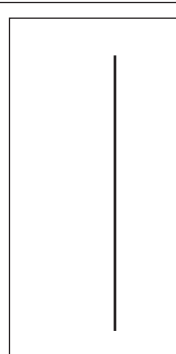
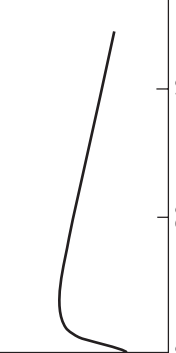
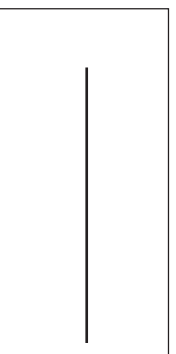
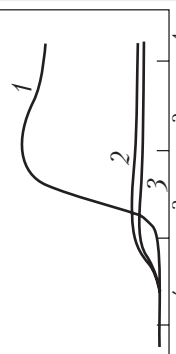

Специальные эксперименты на сплавах свинец — висмут, у которых $K_N/K_S < 1$, показали [82], что $\Delta \tau_{SN} > 0$ и зависит от температуры так же, как и в сверхпроводниках с $K_N/K_S > 1$. Правда, авторы тепловой гипотезы [83] считают, что она справедлива только для чистых металлов. В [82] проведены также эксперименты на чистом свинце в промежуточном состоянии, создаваемом магнитным полем, поперечным оси растяжения образца. В этом случае $K_N/K_S < 1$, а измеряемая величина $\Delta \epsilon_{NS} > 0$. Кроме того, анализ показал, что время тепловой релаксации на много порядков меньше времени движения дислокаций между барьерами.

Упомянем еще две работы, где кратко предлагаются отличные от рассмотренных выше гипотезы. В [222] при рассмотрении частного случая влияния NS -перехода на пластичность в чистом свинце предложена модель деформационного упрочнения, в которой деформация рассматривается как последовательность прерывистых скольжений. Изменения коэффициента динамического торможения B при сверхпроводящем переходе изменяет число прерывистых скольжений. Квазистатический механизм, основанный на учете градиента энергетической щели сверхпроводника вблизи ядра краевой дислокации, предложен в работах [223, 224].

7.7. Сравнение выводов теорий с экспериментом

Сравнение теорий с экспериментом возможно путем сопоставления зависимостей параметров изменения пластичности при сверхпроводящем переходе от напряжения (деформации), температуры, концентрации легирующего элемента и скорости деформирования, полученных экспериментально и вытекающих из теоретических гипотез. Такие зависимости сведены в таблицу, что позволяет качественно сравнить теории с экспериментом и отдать

Таблица 1. Сравнение экспериментальных данных по влиянию сверхпроводящего перехода на пластичность с существующими теориями

Факторы	Теории			
	Экспериментальные данные	Динамическая	Термоинерционная	Флуктуационная
Напряжение				
Температура				
Скорость деформ.				
Легирование				

предпочтение флуктуационно-инерционному механизму, в котором могут быть эффективными как термические, так и квантовые флуктуации. Температурные зависимости параметров эффекта, вытекающие из различных детально разработанных механизмов, в основном подобны и близки к температурной зависимости энергетической щели сверхпроводника, как и совокупность экспериментальных данных, поэтому на основании анализа температурных зависимостей трудно отдать предпочтение какому-нибудь механизму. Использование экспериментальных скоростных зависимостей затруднительно ввиду их малочисленности. Отдать предпочтение флуктуационно-инерционному механизму позволяет качественное согласие экспериментальных и теоретических зависимостей параметров эффекта от концентрации легирующего элемента и от степени деформации.

В пользу флуктуационно-инерционного механизма также свидетельствует удовлетворительное объяснение им особенностей низкотемпературной пластичности металлов [146,211–213,225], в которых наблюдается влияние сверхпроводящего перехода на пластичность.

7.8. Теоретические гипотезы, относящиеся к ОЦК кристаллам

Все, что рассматривалось до сих пор, относилось к ГЦК и ГПУ кристаллам, пластическая деформация которых определяется взаимодействием дислокаций с точечными дефектами, а барьеры Пайерлса у которых сравнительно невелики. Это объясняется, в первую очередь, тем, что подавляющее число экспериментов по изучению влияния NS -перехода на пластичность проведено именно на этих кристаллах. Сверхпроводники с ОЦК структурой (например, ниобий, тантал, сплавы ниобий–молибден, молибден) экспериментально изучены гораздо меньше, соответственно, меньше и теоретических гипотез.

Первоначально на основе экспериментального изучения влияния сверхпроводящего перехода на деформирующее напряжение монокристаллов молибдена была предложена теоретическая оценка изменения кинетики деформации при сверхпроводящем переходе в кристалле с пайерлсовским механизмом пластичности [102,103]. Использовали теорию термофлуктуационного зарождения двойного перегиба (кинка) в рельефе Пайерлса [216]. Для рассмотрения существенно, что вероятность зарождения перегиба пропорциональна коэффициенту диффузии D одиночного перегиба на дислокации, который зависит от электронного состояния сверхпроводника, причем $D_S > D_N$. Сравнение экспери-

ментальных значений $\Delta\tau_{SN}$ для монокристаллов высокочистого молибдена позволило определить отношение коэффициентов диффузии перегибов в N - и S -состояниях: $D_S/D_N \approx 2$. В дальнейшем [112] были получены теоретические выражения для всех характеристик пластичности металла с пайерлсовским механизмом скольжения при температурах, когда становится эффективным квантовое туннелирование дислокаций. На основании этого предложено выражение для $\Delta\tau_{SN}$. Проведенный в [112] детальный теоретический анализ экспериментальных результатов на монокристаллах олова в нормальном и сверхпроводящем состояниях качественно подтвердил предсказания теории квантового движения задемпфированных дислокаций в рельефе Пайерлса.

Экспериментальные данные по изучению влияния NS -перехода на предел текучести и скоростную чувствительность деформирующего напряжения высокочистых монокристаллов тантала [33] сопоставлялись в [100] с недавней теорией [226], в которой выполнен общий расчет скорости образования парных перегибов при любой температуре. Расчет основан на струнной модели, принимая во внимание диссипацию с обобщением одномерной теории квантового туннелирования. Согласно этому анализу, изменение вязкости, которое происходит при SN -переходе, влияет на скорость туннелирования дислокаций через потенциал Пайерлса. По мнению авторов [100] экспериментальные данные $\Delta\tau_{SN}$ удовлетворительно количественно согласуются с данными теории. Правда, в [100] отмечается, что ниже 4 К (т.е. как раз ниже T_c) наблюдаются существенные расхождения между теорией и экспериментом по измерению температурной зависимости предела текучести. Такие расхождения могут быть связаны как с погрешностями измерений, так и с несовершенством теории.

8. Прямые эксперименты

Со времени первых работ было опубликовано много экспериментальных исследований, большинство из которых обобщены в разд. 4–6. Однако некоторые из них, принципиальные для понимания механизмов и дислокационных процессов, протекающих при сверхпроводящем переходе и в сверхпроводящем состоянии, заслуживают отдельного рассмотрения.

8.1. Влияние сверхпроводящего состояния на подвижность дислокаций в Nb

Первое и единственное пока успешное исследование по изучению подвижности дислокации в нор-

мальном и сверхпроводящем состояниях — работа [93], что связано с методическими трудностями надежного выявления дислокаций в сверхпроводнике. Для исследования подвижности в монокристаллический образец с помощью укола индентором поверхности [140] вводились дислокации. Дислокации располагались в системах скольжения $[110]\langle 111 \rangle$. Последовательность экспериментов была следующей. При 300 К равномерно по всей боковой поверхности образца длиной 25 мм наносились отпечатки. Затем образец помещался в нагружающее устройство, охлаждался до 4,2 К и нагружался трехточечным изгибом в течение времени $10\text{--}10^4$ с. Создаваемое при этом напряжение изменялось линейно от 0 на крайних опорах до 200 МПа в центре образца. Если эксперимент проводился в нормальном состоянии, образец находился в продольном поле 7 кЭ. После нагружения образец отогревался до комнатной температуры и химическим травлением выявлялись дислокации в розетках уколов на стороне сжатия. Определялось напряжение τ начала движения дислокаций, соответствующее данному времени нагружения t , при этом учитывались только те случаи, когда движение дислокаций наблюдалось в 70% розеток. Полученная зависимость $t^{-1}(\tau)$ характеризует подвижность дислокаций, а t имеет

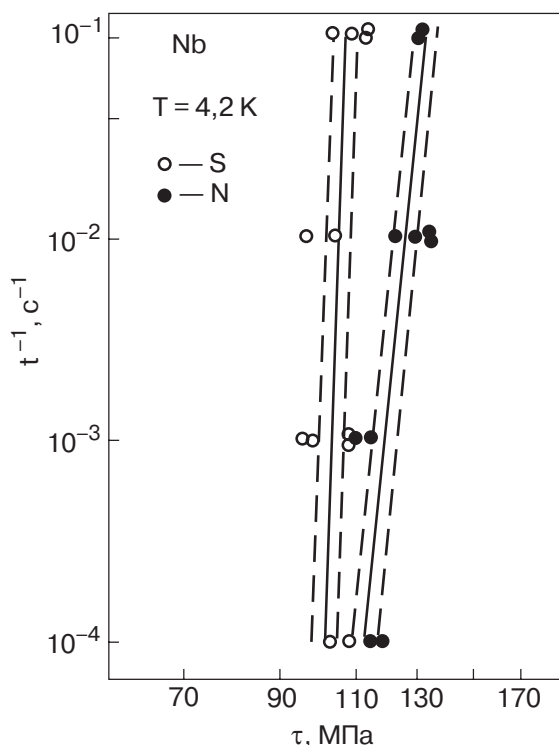


Рис. 34. Данные о подвижности дислокаций в N - и S -состояниях в координатах $\lg t^{-1}\text{--}\lg \tau$ в монокристаллах ниобия. Пунктиром показан доверительный интервал, определенный с надежностью 0,9 для серий экспериментальных точек в каждом из состояний. $T = 4,2$ К [93].

смысл среднего времени прохождения «трудного» положения. Результаты представлены в координатах $\lg t^{-1}\text{--}\lg \tau$ на рис. 34. Результаты измерений обнаруживают заметно различную подвижность дислокаций. При $t^{-1} = 10^{-1} \text{ c}^{-1}$ $\Delta\tau_{NS} = \tau_N - \tau_S = 25 \pm 5$ МПа. По полученным зависимостям $t^{-1}(\tau)$ можно оценить наклон $m = \Delta \lg t^{-1} / \Delta \lg \tau$, который также отличается: $m_N = 45 \pm 26$; $m_S = 130 \pm 100$. Получаемые значения m свидетельствуют о термоактивационном, а не о вязком движении дислокаций. С другой стороны, оценка скоростей движения дислокаций, считая $V = L/t$ и $L = \text{const}$, дает значения $V_S/V_N = 7 \cdot 10^4$. Такая величина значительно превышает теоретические оценки [186], согласно которым для ниобия $V_S/V_N \approx 20$. Большое значение V_S/V_N , по мнению авторов [93], может свидетельствовать в пользу инерционных или термоинерционных эффектов.

8.2. Изучение влияния электронного состояния на пирамидальное и базисное скольжение

Изучено влияние сверхпроводящего перехода на деформирующее напряжение монокристаллов цинка [118]. Эксперименты проводились в условиях сжатия со скоростью деформирования $10^{-5}\text{--}10^{-6} \text{ c}^{-1}$. Образцы размером $10 \times 4 \times 4$ мм были двух ориентаций оси сжатия. При одной из них происходило только базисное скольжение по системе $(0001)\langle 11\bar{2}0 \rangle$. При другой ориентации эффективным было скольжение по плоскостям пирамиды $\{11\bar{2}2\}\langle 11\bar{2}3 \rangle$. Исходная плотность базисных дислокаций составляла $1\text{--}3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$, пирамидальных — $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$. Эксперименты проводились при 0,45 К. На рис. 35 приведены участки кривой упрочнения с NS - и SN -переходами в случае пирамидального (а) и базисного (б) скольжения. Видно, что в условиях базисного скольжения наблюдается заметный ска-

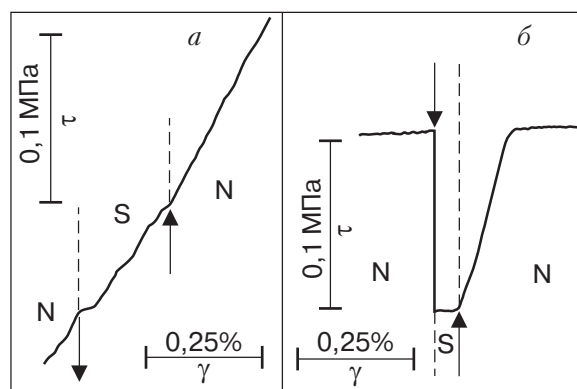


Рис. 35. Участки кривых упрочнения при сжатии монокристаллов цинка с изменением электронного состояния образца при пирамидальном (а) и базисном (б) скольжении. $T = 0,45$ К; $\dot{\epsilon} = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ [118].

чок деформирующего напряжения $\Delta\tau_{SN}$, который по форме подобен аналогичным скачкам у других пластичных и более изотропных с точки зрения скольжения металлов и сплавов. В противоположность этому в условиях пирамидального скольжения величина $\Delta\tau_{NS}$ исчезающе мала. Такое различие, по-видимому, связано с существенно различной подвижностью базисных и пирамидальных дислокаций [228,229]. Если для базисных дислокаций характерным является высокая скорость и вязкое движение, то для пирамидальных дислокаций в подвижности наблюдается как термоактивированное, так и вязкое движение. На основании полученных данных можно сделать вывод, что интенсивность проявления NS -перехода в пластичности обусловлена преимущественно подвижностью дислокаций, а не изменением их плотности. В пользу этого свидетельствуют эксперименты в условиях базисного скольжения на кристаллах с различной плотностью дислокаций «леса» (от $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$ до 10^6 см^{-2}). С ростом плотности наблюдается уменьшение на порядок величины $\Delta\tau_{SN}$, что связано с переходом от вязкого движения дислокаций к термоактивированному.

8.3. Пробеги дислокаций в нормальном и сверхпроводящем состояниях

Схема эксперимента состояла в следующем [166]. Монокристалл цинка охлаждали до $T < T_c$ и при постоянной температуре на поверхность образца индентором наносили царапины. Во время нанесения царапины образец путем включения и выключения магнитного поля несколько раз переводили из сверхпроводящего в нормальное состояние и наоборот. После отогрева до комнатной температуры образец подвергали травлению для выявления дислокаций, введенных царапиной, и измерения их пробегов в N - и S -состояниях. Изучали пробеги базисных, пирамидальных и двойниковых дислокаций. Величина пробега базисных дислокаций оказалась чувствительной к электронному состоянию образца. Величины пробега базисных дислокаций в интервале нагрузок (0,06–0,27) Н показаны на рис. 36, где каждая точка соответствует усреднению значения l по 100–240 измерениям. С ростом нагрузки на индентор средняя величина пробега возрастает, причем всегда $l_S > l_N$ на 15–40%. Пробеги пирамидальных дислокаций при самой малой нагрузке 0,104 Н практически отсутствовали. Затем, с ростом нагрузки до 0,8 Н, средняя длина пробега монотонно увеличивается, а $l_S > l_N$ на 10–30%. Как и в случае движения полных дислокаций, величина пробега головных двойникообразующих дислокаций растет с ростом нагрузки на индентор, а средняя длина

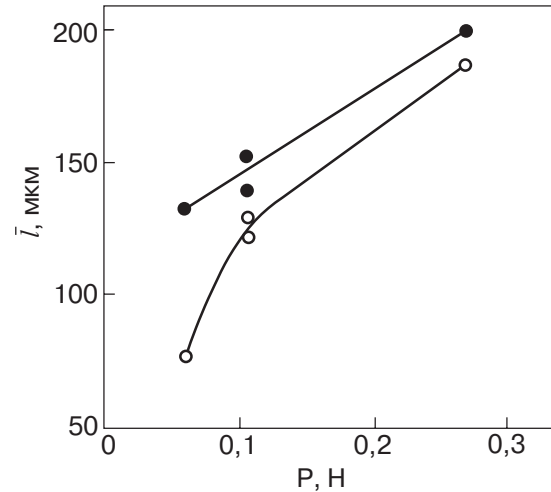


Рис. 36. Длины пробега базисных дислокаций в монокристаллах цинка от царапины, нанесенной в S - (●) и N - (○) состояниях. P — нагрузка на индентор, скорость перемещения индентора 1 мм/мин, $T = 0,5 \text{ К}$ [166].

двойников при разных скоростях движения индентора в сверхпроводящем состоянии на 15–20% больше, чем в нормальном во всем диапазоне изменения нагрузки. Неопределенность в фиксировании величины нагрузки и времени ее приложения затрудняет корректный переход от отношения средних длин пробега \bar{l}_S/\bar{l}_N к отношению скоростей V_S/V_N , что необходимо для сопоставления экспериментальных данных с теориями. Если считать, что при постоянной скорости перемещения индентора время приложения нагрузки одинаково в обоих состояниях, то можно считать, что $V_S > V_N$ в 1,1–1,6 раза.

8.4. Дефектная структура кристалла после деформации в нормальном или сверхпроводящем состояниях

В нескольких работах разными методами изучали дефектную структуру, возникающую в кристалле после деформации в различном электронном состоянии. В [229] было измерено удельное электросопротивление R поликристаллического свинца (99,9994%), деформированного на переходной стадии ползучести при 4,2 К в нормальном и сверхпроводящем состоянии. Последовательность операций при этом была следующей: а) измеряли R в исходном нормальном состоянии; б) образец нагружали ступенчато в нормальном состоянии и в процессе ползучести измеряли R ; в) образец переводили в сверхпроводящее состояние, при этом происходила дополнительная ползучесть; г) после одноминутной ползучести в S -состоянии для измерения R образец переводили в N -состояние. Одинаковые деформа-

ции в нормальном и сверхпроводящем состояниях приводят к неодинаковому приросту удельного электросопротивления $\alpha = \Delta\rho/\Delta\varepsilon$; причем $\alpha_S > \alpha_N$. Наибольшее различие в α имеет место при небольших относительных удлинениях и может составить $\alpha_S/\alpha_N \sim 2-3$. По мере увеличения ε отношение α_S/α_N уменьшается и при $\varepsilon = 30\%$ близко к 1. Такое различие авторы приписывают образованию большей плотности точечных дефектов в S -состоянии по сравнению с N -состоянием.

Методами световой и электронной микроскопии изучена [230] структура монокристаллов ниобия, деформированных сжатием на 2,2% при 4,2 К в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Показано, что механические двойники в нормальном состоянии образуются легче, однако их развитие затруднено по сравнению со сверхпроводящим состоянием. Плотность полных дислокаций, а также однородность скольжения была несколько выше в сверхпроводящем состоянии. Наблюдаемые различия невелики, а возникшие после деформации в S - и N -состояниях дислокационные структуры подобны.

В условиях деформации с постоянной скоростью $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ накопление дефектов кристаллической решетки в моно- и поликристаллах высокочистого свинца в S - и N -состояниях изучено в [60]. Температура эксперимента составляла 4,2 К. Определение электросопротивления проводили в продольном магнитном поле 10 кЭ. Как и в случае ползуности [229], прирост $\Delta\rho$ за счет растяжения в сверхпроводящем состоянии больше (для малых ε различие достигает $\sim 10\%$), чем в нормальном. Следовательно, процесс накопления дефектов при пластической деформации в S -состоянии протекает более интенсивно, чем в N -состоянии. Оценочные расчеты позволили сделать вывод о том, что в результате сверхпроводящего перехода плотность дислокаций изменяется незначительно, а возрастает концентрация точечных дефектов. Для более точного установления спектра и концентрации дефектов, возникающих в свинце после низкотемпературной деформации [71] использовался метод изохронного отжига электросопротивления. За счет этого удалось установить, что плотность возникающих в процессе деформации дислокаций не зависит от электронного состояния сверхпроводника, а концентрация точечных дефектов — зависит. Предполагается, что вероятным механизмом генерации избыточного количества точечных дефектов в S -состоянии может быть движение дислокационного сегмента большей длины. В пользу этого свидетельствуют и термоинерционный механизм низкотемпературной деформации.

9. Новый метод изучения механизмов низкотемпературной пластичности

«Воздействие» на кристалл сверхпроводящим переходом, в результате чего меняются электронные свойства кристалла, а также меняется динамическое поведение дислокаций, принципиально можно использовать как новый метод исследования низкотемпературной пластической деформации. Несколько примеров успешного такого использования приведены ниже.

9.1. Изучение туннелирования дислокаций

Теоретические исследования показали [216], что если подвижность дислокаций контролируется их взаимодействием с барьерами Пайерлса, тогда при температурах $\sim 1-2$ К движение двойных перегибов, определяющих их подвижность, за счет термической активации и квантового туннелирования становится равновероятным. Ниже этих температур движение дислокаций должно становиться туннельным. Экспериментальным доказательством туннелирования дислокаций является атермичность параметров пластичности, в частности, предела текучести τ_0 , которая в монокристаллах олова наблюдалась при $\sim 1,3$ К (рис. 37) [231]. Экспериментальным доказательством эффективности туннелирования дислокаций также могут быть результаты изучения влияния электронного состояния на температуру перехода к атермичности. Теоретически было показано [112,226,232], что при уменьшении диссипации (происходящем при сверхпроводящем переходе) должна увеличиваться вероятность туннелирования. Так как олово являет-

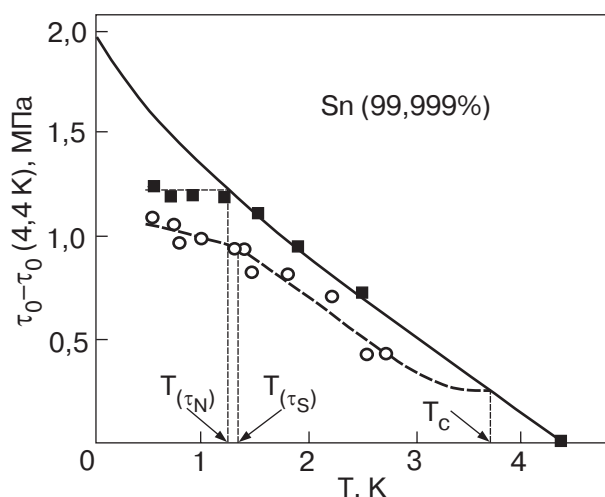


Рис. 37. Температурная зависимость предела текучести (τ_0) чистого олова в S - (○) и N - (■) состояниях. Сплошной линией показана теоретическая зависимость $\tau_0(T)$, вытекающая из классических термоактивационных представлений [112].

ся сверхпроводником и переходит в сверхпроводящее состояние при температуре выше начала атермичности τ_0 , возникла возможность определить зависимость $\tau_0(T)$ в *N*- и *S*-состояниях. Температура начала атермичности оказалась чувствительной к электронному состоянию образца, причем в сверхпроводящем состоянии атермичность менее ярко выражена, но начинается при несколько более высокой температуре. Последнее согласуется с предсказанием теории туннелирования дислокаций в условиях диссипации в металлах с пайерлсовским механизмом [112].

9.2. Изучение низкотемпературной скачкообразной деформации

Для выяснения природы и конкретных механизмов низкотемпературной скачкообразной деформации важны эксперименты, в которых возможно осуществить контролируемые изменения некоторых физических свойств на одном и том же деформируемом образце. Такими экспериментами оказались эксперименты по изучению влияния сверхпроводящего перехода на проявление и характеристики скачкообразной деформации на алюминии [101,104,108], индии [32], свинце [72,233], алюминиевых сплавах [154,157], сплавах свинец—индий [136] и олово—кадмий [113]. Оказалось, что в сверхпроводящем состоянии макроскопическая скачкообразная деформация существенно ослабля-

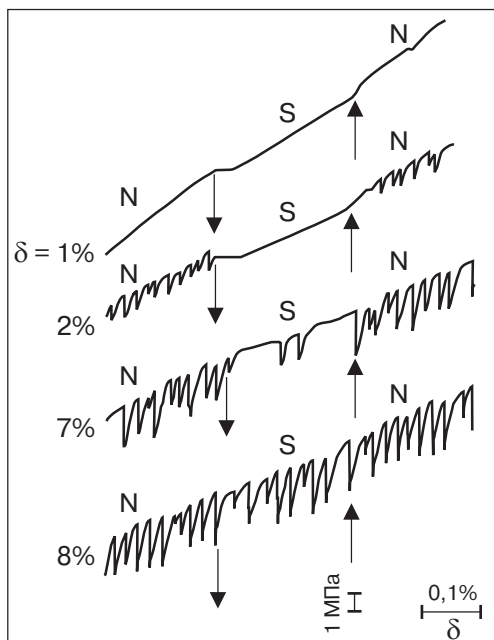


Рис. 38. Участки кривых растяжения поликристаллического Al-1,85 ат.% Mg с изменением электронного состояния образца в процессе деформирования. $T = 0,48$ К; $\dot{\epsilon} = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ [154].

ется, а при малых деформациях исчезает (рис. 38). Наблюдаемые закономерности (подробно см. доклад [109] и обзор [234]) существенно осложняют объяснение низкотемпературной скачкообразной деформации с помощью представлений о термомеханической нестабильности.

9.3. Изучение релаксации напряжений

С понижением температуры экспериментально измеренная глубина релаксации напряжений уменьшается, а при малых степенях деформации и достаточно низких температурах не регистрируется. Детальный анализ, проведенный в [235], показал, что равенство нулю наблюдаемой скорости релаксации еще не означает равенства нулю истинной скорости релаксации пластической деформации, поскольку эта скорость может быть слишком мала, чтобы ее можно было измерить за конечный интервал времени при современной чувствительности регистрирующей аппаратуры. Экспериментальным подтверждением этого анализа является резкое усиление релаксации напряжений при сверхпроводящем переходе, даже если релаксация напряжений в нормальном состоянии не фиксируется (например, рис. 2,з). По-видимому, это происходит и в условиях ползучести [55].

9.4. Изучение взаимодействия дислокаций с флюксоидами

Принципиально на движение дислокаций в смешанном состоянии сверхпроводника, кроме нормальной фазы, может влиять также взаимодействие дислокаций с вихревой структурой (границами нормальной фазы). Были известны только расчеты и наблюдения в случае движения вихрей (флюксоидов) через кристалл с дислокациями. На наличие заметного взаимодействия движущейся дислокации с вихрями указывает нелинейная полевая зависимость $\Delta\tau_{SM}$ в смешанном состоянии (см. 6.2.2).

Прямые эксперименты при помощи влияния сверхпроводящего перехода были осуществлены в [174,175] за счет изменения взаиморасположения магнитного поля и полос скольжения, в которых происходит движение дислокаций при деформации. Эксперимент состоял в деформировании кристалла с изменением состояния образца от полностью сверхпроводящего через смешанное до полностью нормального с помощью магнитного поля. Причем поле имело два направления по отношению к оси деформирования — параллельное и перпендикулярное. Перемену направления поля осуществляли в процессе эксперимента подвижным блоком из двух соленоидов. Объектом исследования были монокристаллы сплавов свинец—индий с концентрацией

индия 2,2 и 12 ат.%. Геометрия скольжения образцов была такова, что при параллельном поле вихри пронизывали плоскости скольжения под большим углом, а при перпендикулярном либо не пересекали плоскости скольжения, либо пересекали под малыми углами. В качестве параметра был выбран скачок деформирующего напряжения $\Delta\tau = \tau_M - \tau_S$ (τ_M, τ_S — соответственно деформирующее напряжение в смешанном и сверхпроводящем состояниях). Характеристикой взаимодействия была взята величина $\Delta\tau_{SM} = \Delta\tau_{\parallel} - \Delta\tau_{\perp}$, характерные значения которой составляют несколько г/мм^2 . Теоретические оценки наибольшей силы магнитоупругого взаимодействия вихря с дефектами в кристалле [236,237] дают величины порядка $0,1 \text{ г/мм}^2$. С учетом приближенности оценок эти величины близки к наблюдаемым экспериментально.

9.5. Изучение взаимодействия дислокаций с доменами нормальной фазы в промежуточном состоянии

Идейно к рассмотренному выше исследованию близка работа [170], где изучено промежуточное состояние индия. В работе разделен вклад нормальных электронов и межфазных границ статического промежуточного состояния в деформирующее напряжение моно- и поликристалла индия (99,9996%) в интервале температур 1,7–3,4 К во внешнем постоянном магнитном поле продольной (H_{\parallel}) и поперечной (H_{\perp}) ориентации относительно оси приложения нагрузки. Из сопоставления относительных приростов деформирующего напряжения $\Delta\tau_{IS}/\Delta\tau_{NS}$ и $\Delta\sigma_{IS}/\Delta\sigma_{NS}$ при изменении объемной концентрации нормальной фазы C_N от 0 до 1 следует: отсутствие прямой пропорциональности между $\Delta\tau_{IS}$ ($\Delta\sigma_{IS}$) и C_N ; более высокий уровень упрочнения поликристалла по сравнению с монокристаллом; существенное превышение скачка напряжения в H_{\parallel} по сравнению с H_{\perp} . Последнее означает, что при переходе из сверхпроводящего в статическое промежуточное состояние прирост деформирующего напряжения при неизменной дефектной структуре определяется торможением движущихся дислокаций как нормальными электронами, так и границами раздела нормальной и сверхпроводящей фазы.

9.6. Пластическая деформация композита

Использование сверхпроводящего перехода оказалось эффективным при исследовании низкотемпературной пластичности композита, состоящего из несверхпроводящей матрицы (медь) и сверхпроводящих волокон ниобия длиной несколько миллиметров с поперечным размером $3 \times 30 \text{ мкм}$ [158].

Кривые упрочнения обнаруживают три стадии, присущие композиционным материалам. На первой стадии упруго деформируются обе фазы, составляющие композит; на второй — более мягкая фаза (медь) начинает деформироваться пластически, а более жесткая (ниобий) продолжает деформироваться упруго; третья стадия связана с пластической деформацией ниобия. Изучение влияния сверхпроводящего перехода (включение и выключение магнитного поля 12 кЭ) на деформирующее напряжение показало, что скачок $\Delta\sigma_{SN}$ наблюдается уже на второй стадии, где деформируется только несверхпроводящая медь. Анализ показал, что это, скорее всего, связано с эффектом близости, в результате которого в сверхпроводящее состояние переводится часть медного компонента, находящегося в непосредственном контакте с ниобием. Таким способом были обнаружены весьма тонкие детали деформации композита.

Приведенными примерами, конечно, не исчерпываются потенциальные возможности использования сверхпроводящего перехода для изучения пластической деформации при низкой температуре.

10. Прикладные аспекты

Среди опубликованных исследований влияния сверхпроводящего перехода на пластичность есть работы, имеющие прикладной интерес.

10.1. Упрочнение сверхпроводящими переходами

Приведенные выше различные эксперименты однозначно показали, что при переходе материала в сверхпроводящее состояние возникает ситуация, благоприятная для движения дислокаций, имеющих в кристалле, и, возможно, зарождения новых. Если это так, каждый NS-переход может изменять дислокационную структуру и тем самым упрочнять или разупрочнять кристалл. Для проверки этого предположения проводили эксперименты на поликристаллах свинца 99,999% и сплава свинец — висмут [147]. Сначала все образцы деформировались ниже T_c (4,2 К) до деформации 10%, причем находились они в разных электронных состояниях (схема показана на левой части рис. 39): полностью в сверхпроводящем состоянии; полностью в нормальном состоянии, создаваемом полем сверхпроводящего соленоида, внутри которого деформировался образец ($H \approx 1000 \text{ Э}$ для свинца и $\approx 4000 \text{ Э}$ для сплавов Pb–Bi); при многократном изменении состояния. Затем все образцы разгружали, отогревали до температур выше T_c (77,3 или 300 К) и деформировали до разрушения.

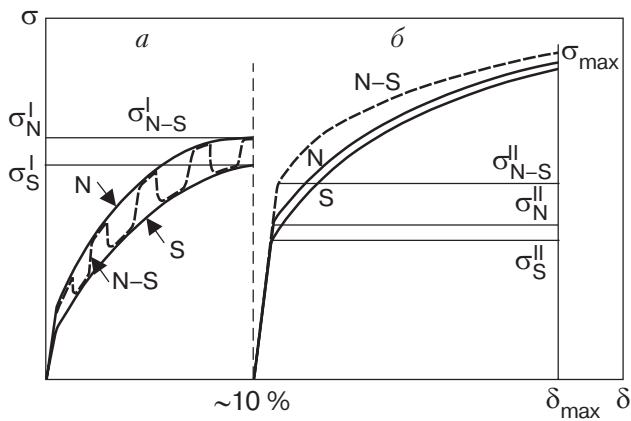


Рис. 39. Схема эксперимента по упрочнению сверхпроводника предварительным деформированием ниже T_c : деформирование при 4,2 К (а); деформирование после отогрева до 77,3 или 300 К [147] (б).

Если в конце предварительной деформации различие между кривыми растяжения не превышало $\Delta\sigma_{NS}$ ($\sim 1\%$), то после отогрева до 77,3 К предел текучести оказался чувствительным к условиям предварительного деформирования. Для образцов, предварительная деформация которых при 4,2 К осуществлялась в условиях многократных (15 раз) сверхпроводящих переходов $\Delta\sigma_{NS}^{II}$ на $\sim 54\%$ превышало $\Delta\sigma_S^{II}$ и на 40% — $\Delta\sigma_N^{II}$ (рис. 39, правая часть). Несколько меньшее, но того же знака различие наблюдается в величинах предела прочности. Эксперименты с отогревом до 300 К качественно подтвердили этот результат, хотя разброс был большим. Аналогичный результат получен и на сплавах свинец — висмут. Таким образом, предварительное деформирование сверхпроводника ниже T_c с многократным изменением пластичности за счет многократных NS - и SN -переходов позволяет создать дефектную структуру, обладающую пониженным возвратом и повышенным упрочнением, т.е. позволяет получить сверхпроводящие материалы с повышенным пределом текучести.

Подобный результат упрочняющего действия циклической смены электронного состояния, но уже без отогрева выше T_c наблюдался и на монокристаллах свинца и сплавов свинец — индий (до 5 ат.%) [77]. В этом случае смену нормального и сверхпроводящего состояний осуществляли с частотой 2 цикла на 1% относительного удлинения. На рис. 40 приведены кривые упрочнения $\tau(\gamma)$ монокристаллов Pb-5 ат.% In, деформированных в различных режимах — в нормальном состоянии (кривая 1), в сверхпроводящем состоянии (кривая 2), при циклической смене нормального и сверхпроводящего состояний (кривая 3). В последнем случае пласти-

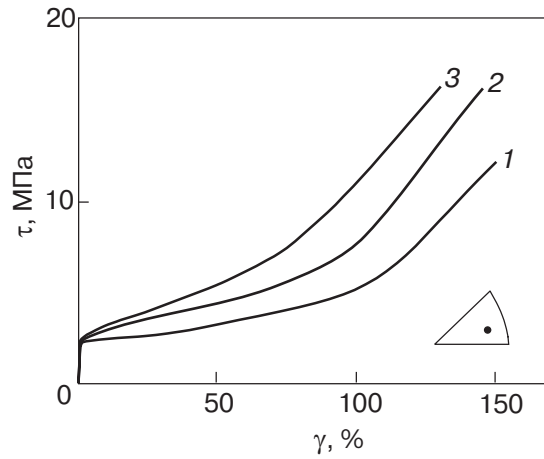


Рис. 40. Кривые растяжения монокристаллов сплавов Pb-5 ат. % In, соответствующие нормальному состоянию (1), сверхпроводящему состоянию (2) и циклической смене нормального и сверхпроводящего состояния (3) [77].

ческое течение проходило при самых высоких деформирующих напряжениях. Превышение τ_{NS} по сравнению с τ_N составляло более 85%. На всех стадиях деформирования $\theta_{NS} > \theta_N$, соответственно, $\tau_{max,NS} > \tau_{max,N}$. Однородное удлинение возрастает на $\sim 20\%$ Превышение деформирующего напряжения $\tau_{NS} - \tau_N$ за счет NS -переходов линейно возрастает с ростом концентрации индия. Специальными экспериментами было показано, что наблюдающееся упрочнение связано не с циклированием напряжения на τ_{NS} , а с циклированием состояния. Изучение электросопротивления после нагружения в различных режимах показало (измерения в нормальном состоянии), что в образце с циклической сменой состояний наблюдается наибольший прирост электросопротивления. Это означает, что в образце с многократными NS -переходами плотность деформационных дефектов наибольшая.

10.2. Упрочнение в сверхпроводящем состоянии

В процессе систематических исследований влияния сверхпроводящего перехода на пластичность было обнаружено новое явление при деформации в сверхпроводящем состоянии — дополнительное деформационное упрочнение. Первое наблюдение было зафиксировано в [101] при деформировании монокристаллов алюминия (99,999%) с ориентацией оси растяжения, при которой при 0,52 К кривая упрочнения состояла из трех стадий. На рис. 41 приведены кривые растяжения двух одинаковых образцов, деформированных ниже T_c при одной и той же температуре, но в разных состояниях. Предел текучести (левая вставка на рисунке) в S -состоянии меньше, чем в N -состоянии, что совпадает со всеми предыдущими измерениями. Однако кривая упроч-

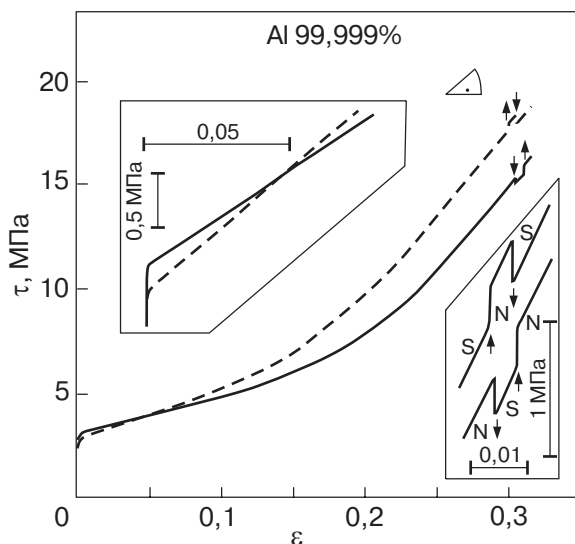


Рис. 41. Кривые растяжения монокристаллов алюминия в нормальном (сплошная линия) и сверхпроводящем (штриховая линия) состоянии, $T = 0,52 \text{ K}$; $\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$. В левой вставке показаны в крупном масштабе начальные участки кривых. В правой — приведены скачки деформирующего напряжения при NS - и SN -переходах в конце кривых упрочнения [101].

нения в сверхпроводящем состоянии идет с бóльшим упрочнением, чем в N -состоянии. По этой причине с ростом деформации кривая упрочнения в S -состоянии при деформации $\sim 5\%$ пересекает кривую в N -состоянии. Далее кривая в S -состоянии вплоть до разрушения находится выше кривой в N -состоянии. Смена состояния в процессе деформации (правая вставка) на обеих кривых приводит, как обычно, к одинаковому результату — SN -переход приводит к росту деформирующего напряжения, а NS — к снижению на $\Delta\tau_{SN}$.

Аналогичный результат получен и на одном образце, если осуществлять эксперимент при значительных деформациях в каждом из состояний между NS - и SN -переходами. Величина θ_S/θ_N составляет $\approx 1,2$ на первой стадии и $1,05$ на второй. В дальнейшем [131] в экспериментах на моно- и поликристаллах свинца (99,9996%) наблюдался более высокий уровень деформационного упрочнения в сверхпроводящем состоянии. Причиной различия θ является, как показывает резистометрия [77], более интенсивное накопление дефектов в S -состоянии. Все перечисленные эксперименты в N -состоянии проводили во внешнем магнитном поле, которое могло влиять на возникающую дефектную структуру. Чтобы исключить полевые эффекты на монокристаллах алюминия [110], проводили эксперименты на растяжение при температурах чуть выше $T_c = 1,175 \text{ K}$ ($1,3 \text{ K}$ — N -состояние) и ниже T_c (1 K — S -состояние). При $\epsilon > 0,1$ выполняется неравен-

ство $\theta_S > \theta_N$, причем $\theta_S/\theta_N = 1,68$. Полученные результаты означают, что разупрочнение сверхпроводника, которым часто называют изменения пластичности при сверхпроводящем переходе, имеет место только в окрестности самого перехода. В остальное время в S -состоянии наблюдается дополнительное упрочнение. Теоретически это может быть объяснено облегчением работы источника дислокаций в модели Франка — Рида в сверхпроводящем состоянии [238]. Результатом этих исследований является новый способ упрочнения сверхпроводников, наряду с тем, который описан в 10.1.

10.3. Усталость в нормальном и сверхпроводящем состояниях

Наблюдаемые изменения пластичности позволили предположить, что сверхпроводящий переход может оказывать влияние на характеристики усталости сверхпроводника. Для проверки этого предположения первоначально проводили эксперименты на поликристаллах свинца (99,9995%) [64,78,159]. При $4,2 \text{ K}$ изучали циклическое нагружение консольным изгибом с частотой 700 цикл/мин . Постоянная амплитуда деформации составляла $\pm 0,0036$ (скорость нагружения $1,610^{-1} \text{ c}^{-1}$). Эксперименты заключались в циклическом деформировании одинаковых образцов в нормальном и сверхпроводящем состояниях и оценки их времени жизни или количества циклов до разрушения. Долговечность свинца в сверхпроводящем состоянии на $12\text{--}60\%$ ниже долговечности в нормальном состоянии. Осциллографирование процесса циклирования показало (рис. 42), что влияние электронного состояния сверхпроводника отражалось на величине пластической деформации в цикле, особенно в начале цикли-

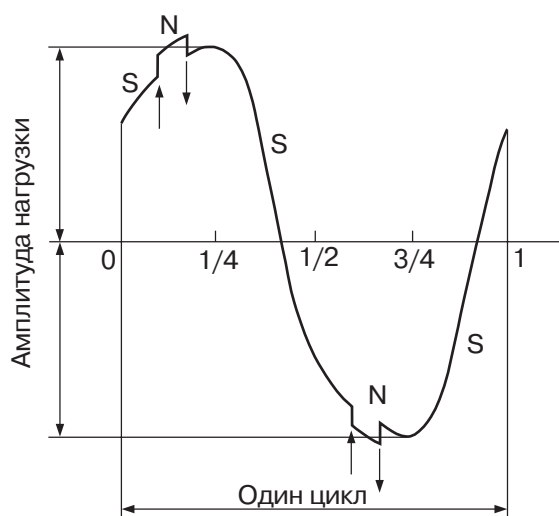


Рис. 42. Осциллограмма единичного цикла в экспериментах на усталость поликристаллического свинца с NS - и SN -переходами [78].

рования. В первом и втором циклах величина пластической деформации в *S*-состоянии на 4–5% больше, чем в *N*. С нарастанием числа циклов различие в амплитудах уменьшается. Ситуация в хрупких сверхпроводящих сплавах, используемых в промышленных сверхпроводящих проводах, несколько иная [159]. Время жизни квазихрупкого сплава 50Nb–50Ti в температурном интервале 13–293 К практически не зависит от температуры. Переход в сверхпроводящее состояние ($T_c = 9,4–9,7$ К) приводит к резкому росту времени жизни. Время жизни хрупкого сплава 50Nb–50Zr в интервале 4,2–80 К не зависит от температуры ни в нормальном, ни в сверхпроводящем состояниях ($T_c \approx 11$ К). Различие между двумя сплавами при циклической деформации состоит в том, что в квазипластичном сплаве 50Nb–50Ti наблюдается микропластичность, а в хрупком 50Nb–50Zr нет. Отсюда следует, что чувствительность усталости к сверхпроводящему переходу обусловлена существованием микропластической деформации, на которую и влияет сверхпроводящий переход.

10.4. Влияние сверхпроводящего перехода на трибологические свойства сверхпроводников

Поскольку трение и износ материала зависят от его механических свойств, следует ожидать чувствительности трибологических свойств к сверхпроводящему переходу. Исследовали первоначально поликристаллический свинец при температуре 4,2 К [239]. Узел трения помещали внутрь сверхпроводящего соленоида. Трение проводили по схеме кольцо–полусферический индентор, обеспечивающей наилучший доступ жидкого гелия к зоне трения, и изучали как в нормальном и сверхпроводящем состояниях, так и при сверхпроводящем переходе в процессе трения. При всех исследованных нагрузках 1,2 и 3 кгс сила трения в *S*-состоянии больше, чем в *N*-состоянии, соответственно, отличаются коэффициенты трения, изменяясь от 0,46 в *N*-состоянии до 0,53 в *S*-состоянии. Наблюдаемые изменения обусловлены повышением пластичности свинца при переходе в сверхпроводящее состояние. Весьма наглядно эти изменения видны в экспериментах, где электронное состояние образца менялось в процессе трения (рис. 43). Аналогичные результаты наблюдались и на других парах сверхпроводников – ниобий–ниобий, ванадий–ванадий, тантал–тантал [240]. Весовой износ образца при всех нагрузках был меньше в сверхпроводящем состоянии, что связано с упрочнением дорожки трения, обусловленным увеличением степени деформируемости в сверхпроводящем состоянии. Возможно, играет

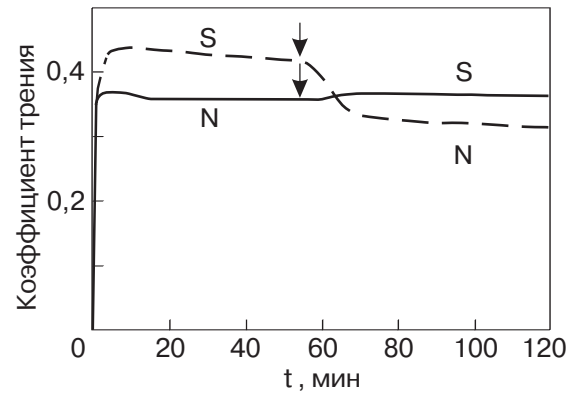


Рис. 43. Влияние сверхпроводящих переходов на коэффициент трения пары латунь–свинец в процессе трения в жидком гелии. Скорость 0,002 м/с. Переход из *N*- в *S*- и из *S*- в *N*-состояния указан стрелками [239,240].

роль повышенное в этом случае деформационное упрочнение (см. раздел 10.2).

В заключение этого раздела приведем мнение [196], что изменение пластичности при сверхпроводящем переходе приведет к более полному пониманию пластических свойств сверхпроводников по сравнению с несверхпроводниками. Помимо технического и теоретического интереса к сверхпроводникам, объяснение пластического течения в сверхпроводниках является особенно важным для обсуждения пластического течения в коре нейтронных звезд, находящейся в сверхтекучем состоянии.

11. Эксперименты на ВТСП

Почти сразу после открытия высокотемпературной сверхпроводимости были начаты эксперименты по изучению механических свойств ВТСП. Изучение механических свойств монокристаллов и керамики ВТСП показало (см. обзоры [241,242]), что они являются малопластичными, в значительной степени хрупкими материалами. Практически одновременно с изучением механических свойств были проведены эксперименты по изучению возможного изменения пластических свойств при переходе в сверхпроводящее состояние. В силу малой пластичности эксперименты на ВТСП потребовали применения высокочувствительных методик. В работах, где это удалось сделать, были получены обнадеживающие результаты. В работе [243] для изучения ползучести керамик $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $YBaSrCu_3O_{7-\delta}$ применялся лазерный интерферометр, что позволило прецизионно измерять скорость деформации. Напряжение сжатия составляло 12 МПа, а температура эксперимента $77,3 \text{ К} \leq T < 300 \text{ К}$ (при T_c образцов 90–95 К). Сверхпроводящий переход осуществлялся пропусканием в процессе деформации тока через образец выше критического. Подробно была

исследована деформация при 77 К. При включении тока (*SN*-переход) на интерферограмме всегда наблюдалось замедление (или остановка) деформации. Выделяется две разновидности изменений — кратковременное резкое (до десятикратного) уменьшение скорости ползучести вплоть до остановки деформации на несколько секунд и более длительное, но менее выраженное замедление скорости (в 1,5–2 раза). При выключении тока (*NS*-переход) наблюдались обратные эффекты. Эффект влияния *NS*-перехода имеет тот же знак, что и в сверхпроводящих металлах и сплавах, но существенно меньшую величину, возможно, еще и потому, что измерения велись ниже предела текучести. В отличие от [243], в [244] при изучении микропластичности керамики орторомбической фазы $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в жидком азоте при многократных *SN*- и *NS*-переходах использовалась техника, применявшаяся для низкотемпературных сверхпроводников (например, [26,27]). Как и в предыдущем случае, переход из нормального в сверхпроводящее состояние ускорял ползучесть, а *SN*-переход замедлял или даже останавливал. Отношение скоростей деформации в *S*- и *N*-состояниях составляло 2–8. В обычных сверхпроводниках это отношение составляло более двух порядков. По мере затухания ползучести влияние сверхпроводящего перехода ослабевало и, в конце концов, исчезало. В обычных сверхпроводниках, напротив, эффект *NS*-перехода усиливался. В опытах, где снимались кривые ползучести, следующие одна за другой в *N*- и *S*-состояниях, наблюдалось резкое различие этих кривых. Одна и та же догрузка в *N*-состоянии вызывает только упругую деформацию, а в *S*-состоянии — хорошо выраженную микроползучесть. В тех работах, где не удалось повысить чувствительность методики (при измерении микротвердости и ее температурной зависимости) в пределах разброса влияние сверхпроводящего перехода на микротвердость ВТСП не обнаружено. Детальные сведения об исследованиях на ВТСП и анализ результатов содержится в обзоре [242], где отмечается, что, несмотря на некоторые обнадеживающие результаты, однозначного представления о природе микропластической деформации керамики и о влиянии сверхпроводящего перехода на пластичность ВТСП еще нет. Это связывается со значительным отличием как электронных, так и механических свойств ВТСП от свойств обычных низкотемпературных сверхпроводников.

12. Заключение

Прошло около сорока лет со времени появления первых публикаций, в которых сообщалось о наблюдении существенного влияния сверхпроводяще-

го перехода на кинетику макроскопического пластического течения металлов — сверхпроводников. За это время совместными усилиями экспериментаторов и теоретиков были установлены и получили ясную физическую интерпретацию основные закономерности и механизмы этого влияния. На этой основе сформированы представления о дислокационно-электронном взаимодействии в металлах и выявлена его нетривиальная роль в процессах неупругой деформации.

Наблюдаемые изменения характеристик пластичности оказалось возможным использовать в качестве нового метода физических исследований деформации при низких температурах. Обнаруженное влияние сверхпроводящего перехода на процессы усталости, внешнего трения, износа и упрочнения могут иметь значительный прикладной интерес.

В заключение нам хотелось бы отметить, что большое число важных экспериментов (начиная с открытия эффекта) и существенных теоретических работ выполнено в Физико-техническом институте низких температур им. Б.И. Веркина. В связи с этим нам бы хотелось с благодарностью вспомнить поддержку этих работ Б.И. Веркиным и участие в них В.И. Старцева.

Авторы благодарны В.Д. Нацки и В.П. Солдатову за критические замечания по содержанию и тексту обзора, учет которых способствовал его улучшению.

1. Н. Kojima and Т. Suzuki, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 898, (1968).
2. В.В. Пустовалов, В.И. Старцев, В.С. Фоменко, *Препринт ФТИИТ АН УССР*, Харьков (1968).
3. В.П. Солдатов, В.И. Старцев, Т.И. Вайнблат, *Препринт ФТИИТ АН УССР*, Харьков (1969).
4. И.Я. Гиндин, Б.Г. Лазарев, Я.Д. Стародубов, В.П. Лебедев, *Препринт ХФТИ №36*, Харьков (1969); *ДАН СССР* **188**, 803 (1969).
5. Д.А. Диденко, В.В. Пустовалов, В.Ф. Стафинова, В.С. Фоменко, В.И. Доценко, в сб.: *Физ. конд. сост.*, ФТИИТ АН УССР, Харьков, вып. X, 26 (1970).
6. O. Buck, G.A. Alers, and B.R. Tittman, *Scr. Metall.* **4**, 503 (1970).
7. M. Suenaga and J.M. Galligan, *Scr. Metall.* **4**, 697 (1970).
8. M. Suenaga and J.M. Galligan, in: *Phys. Acoust.*, W.P. Mason and R.N. Thurnston (eds.), Academic Press, New York (1972), v. 9.
9. В.В. Пустовалов, в сб.: *Физические процессы пластической деформации при низких температурах*, Наукова думка, Киев (1974), с. 152.
10. G. Kostorz, *Phys. Status Solidi* **B58**, 9 (1973).
11. В.И. Старцев, В.Я. Ильичев, В.В. Пустовалов, *Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах*, Металлургия, Москва (1975).

12. T. Suzuki, in: *Rate Processes in Plastic Deformation of Materials*, ASM, J.C.M. Li and A.K. Mukherjee (eds.), 227 (1975).
13. V.I. Startsev, *Kristallogr. Techn.* **14**, 329 (1977).
14. V.I. Startsev, in: *Dislocation in Solids*, F.R.N. Nabarro (ed.), North-Holland, Amsterdam (1983).
15. Т. Судзуки, Х. Ёсинага, С. Такеути, *Динамика дислокаций и пластичность*, Мир, Москва (1989).
16. Д. Шенберг, *Сверхпроводимость*, Изд-во иностр. лит., Москва (1955).
17. G.A. Alers and D.L. Waldorf, *IBM J. Res. Develop.* **6**, 89 (1962).
18. В.Я. Кравченко, *ФТТ* **8**, 927 (1966).
19. B.R. Tittman and H.E. Bömmel, *Phys. Rev.* **151**, 187 (1966); Т. Holstein, *Приложение*.
20. Р. Бернер, Т. Кронмюллер, *Пластическая деформация монокристаллов*, Мир, Москва (1969).
21. О.В. Клявин, А.В. Степанов, в сб.: *Физика твердого тела*, 241 (1959), т. 1.
22. T. Suzuki and T. Ishii, *Trans. Jpn. Inst. Met.* **9**, 687 (1968).
23. V.I. Startsev, V.V. Pustovalov, and V.S. Fomenko, *Trans. Jpn. Inst. Met.* **9**, 843 (1968).
24. В.И. Доценко, А.И. Ландау, В.В. Пустовалов, *Современные проблемы низкотемпературной пластичности материалов*, Наукова думка, Киев (1987).
25. В.П. Лебедев, Ле Хак Хьеп, *ФНТ* **11**, 896 (1985).
26. L.P. Kubin and B. Jouffrey, *Philos. Mag.* **24**, 437 (1971).
27. V.P. Parasmevaran and J. Weertman, *Metallorg. Trans.* **2**, 1233 (1971).
28. В.В. Пустовалов, В.И. Старцев, В.С. Фоменко, *ФТТ* **11**, 1382 (1969).
29. В.В. Пустовалов, В.И. Старцев, В.С. Фоменко, *Препринт ФТИНТ АН УССР*, Харьков (1969).
30. V.V. Pustovalov, V.I. Startsev, and V.S. Fomenko, *Phys. Status Solidi* **37**, 413 (1970).
31. В.В. Пустовалов, в сб.: *Физика деформационного упрочнения кристаллов*, Наукова думка, Киев (1972), с. 128.
32. И.Н. Кузьменко, С.В. Лубенец, В.В. Пустовалов, Л.С. Фоменко, *ФНТ* **9**, 865 (1983).
33. S. Takeuchi, T. Hashimoto, and K. Maeda, *Trans. Jpn. Inst. Met.* **23**, 60 (1982).
34. V.P. Soldatov, V.I. Startsev, and T.I. Vainblat, *Phys. Status Solidi* **37**, 47 (1970).
35. V.P. Soldatov, V.I. Startsev, and T.I. Vainblat, *J. Low Temp. Phys.* **2**, 641 (1970).
36. M. Suenaga and J.M. Galligan, *Scr. Metall.* **5**, 829 (1971).
37. M. Suenaga and J.M. Galligan, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 721 (1971).
38. В.И. Доценко, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, *ФТТ*, **14**, 201 (1972).
39. M. Suenaga and J.M. Galligan, *Scr. Metall.* **5**, 63 (1971).
40. В.С. Фоменко, В.И. Старцев, В.В. Пустовалов, Д.А. Диденко, в сб.: *Физ. конд. сост.*, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1969), вып. V, с. 228.
41. G.A. Alers, O. Buck, and B.R. Tittman, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 290 (1969).
42. В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, *Письма в ЖЭТФ* **12**, 15 (1970).
43. V.I. Startsev, V.V. Pustovalov, V.P. Soldatov, V.S. Fomenko, and T.I. Vainblat, *Proceed. Second Int. Conf. Str. Met. Alloys, Am. Soc. Met.*, v. I, 219 (1970).
44. V.S. Bobrov and E.Yu. Gutmanas, *Phys. Status Solidi* **B54**, 413 (1972).
45. В.С. Фоменко, *ЖЭТФ* **62**, 2190 (1972).
46. T.S. Hutchison and S.L. McBride, *Canad. J. Phys.* **50**, 2592 (1972).
47. G. Kostorz, *J. Low Temp. Phys.* **10**, 167 (1973).
48. E. Kuramoto, F. Iida, S. Takeuchi, and T. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **37**, 280 (1974).
49. В.С. Бобров, *ФТТ* **16**, 3975 (1974).
50. В.И. Доценко, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, в сб.: *Физ. конд. сост.*, ФТИНТ АН УССР (1971), вып. XVI, с. 42.
51. В.П. Солдатов, В.И. Старцев, Т.И. Вайнблат, Л.И. Даниленко, *Препринт ФТИНТ АН УССР*, Харьков (1972); *Phys. Status Solidi* **B53**, 261 (1972).
52. В.П. Солдатов, В.И. Старцев, Г.И. Шкляревская, *ФНТ* **1**, 1311 (1975).
53. R. Patzak and F. Stangler, *Sitz. Mathem.-Naturwiss. Klasse 5 October*, Oster. Akad. Wissensch., 7 (1972).
54. H. Kojima, T. Moriya, and T. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **38**, 1032 (1975).
55. Т.И. Вайнблат, *ФММ* **38**, 638 (1974).
56. J.H. Tregilgas and J.M. Galligan, *Scr. Metall.* **9**, 199 (1975).
57. В.В. Абраимов, В.П. Солдатов, В.И. Старцев, *ЖЭТФ* **68**, 2185 (1975).
58. T.S. Hutchison and S.L. McBride, *J. Low Temp. Phys.* **22**, 121 (1976).
59. T.S. Hutchison and S.L. McBride, *Canad. J. Phys.* **53**, 945 (1975).
60. В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, *ФТТ* **18**, 3648 (1976).
61. D.H. Rogers, T.S. Hutchison, and S.L. McBride, *Nuovo Cimento* **33B**, 131 (1976).
62. R. Patzak and F. Stangler, *Cryst. Latt. Defects* **5**, 83 (1974).
63. D.A. Esparza and M. Alers, *Acta Met.* **25**, 1047 (1977).
64. В.И. Веркин, N.M. Grinberg, I.M. Lubarski, V.V. Pustovalov, and L.F. Yakovenko, *Acta Met.* **25**, 1503 (1977).
65. D. Wagner, S. Rainer, and F. Stangler, *J. Phys.* **39**, 689 (1978).
66. В.П. Лебедев, В.И. Хоткевич, *ФТТ* **19**, 1295 (1977).
67. V.S. Bobrov, *Physica* **107B**, 721 (1981).
68. В.П. Лебедев, Ле Хак Хьеп, *Препринт 11-83 ФТИНТ АН УССР*, Харьков (1983).
69. В.П. Лебедев, Ле Хак Хьеп, *ФТТ* **25**, 228 (1983).
70. В.П. Лебедев, Ле Хак Хьеп, *Препринт 12-83 ФТИНТ АН УССР*, Харьков (1983).

71. В.С. Крыловский, В.П. Лебедев, *Препринт 13-83 ФТИНТ АН УССР*, Харьков (1983).
72. И.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов, *ДАН СССР* **282**, 599 (1985).
73. И.А. Гиндин, Б.Г. Лазарев, Я.Д. Стародубов, В.П. Лебедев, *Препринт ХФТИ 70-56*, Харьков (1970).
74. В.В. Абраимов, *ФНТ* **3**, 1314 (1977).
75. В.В. Абраимов, В.П. Солдатов, В.И. Старцев, *Металлофизика* **2**, 66 (1980).
76. V.P. Soldatov, V.I. Startsev, and T.I. Vainblat, *Phys. Status Solidi* **B48**, 381 (1971).
77. В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, В.М. Пинто-Самое, *ФНТ* **23**, 1126 (1997).
78. Б.И. Веркин, Н.М. Гринберг, И.М. Любарский, В.В. Пустовалов, Л.Ф. Яковенко, *ФНТ* **2**, 803 (1976).
79. В.С. Бобров, Э.Ю. Гутманас, Тез. докл.: XVI Все-союзн. сов. по физ. низк. темп., Ленинград (1970), с. 32.
80. В.П. Лебедев, Ле Хак Хьеп, *ФММ* **63**, 1005 (1987).
81. В.П. Лебедев, В.И. Хоткевич, *Письма в ЖЭТФ* **32**, 466 (1980).
82. В.П. Солдатов, В.В. Абраимов, В.И. Старцев, *ФНТ* **2**, 1244 (1976).
83. T.S. Hutchison and S.L. McBride, *Canad. J. Phys.* **50**, 906 (1972).
84. И.А. Гиндин, Б.Г. Лазарев, В.П. Лебедев, Я.Д. Стародубов, *ФММ* **29**, 862 (1970).
85. T.S. Hutchison and A.T. Pawlowicz, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1272 (1970).
86. T.S. Hutchison and S.L. McBride, *Canad. J. Phys.* **50**, 64 (1972).
87. В.П. Лебедев, Ле Хак Хьеп, *ФНТ* **11**, 138 (1985).
88. И.А. Гиндин, Б.Г. Лазарев, В.П. Лебедев, Я.Д. Стародубов, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 288 (1970).
89. В.П. Лебедев, Ле Хак Хьеп, *Препринт 12-83 ФТИНТ АН УССР*, Харьков (1983).
90. G. Kostorz, *Acta Met.* **21**, 813 (1973).
91. G. Kostorz, *Scr. Metal.* **4**, 95 (1970).
92. Е.Д. Табачникова, В.З. Бенгус, Ю.В. Ефимов, *ФММ* **50**, 443 (1980).
93. И.В. Карпов, Е.Б. Лейко, Э.М. Надгорный, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 468 (1980).
94. J.H. Tregilgas and J.M. Galligan, *J. Appl. Phys.* **50**, 399 (1979).
95. И.А. Гиндин, Я.Д. Стародубов, В.К. Аксенов, *ФТТ* **17**, 1012 (1975).
96. В.С. Бобров, М.А. Лебедкин, *Письма в ЖЭТФ* **38**, 334 (1983).
97. J.H. Tregilgas and J.M. Galligan, *Scr. Metall.* **11**, 455 (1977).
98. S. Takeuchi and K. Maeda, *Tech. Rep. ISSP*, ser. A, N 801, Tokyo (1977).
99. S. Takeuchi, K. Maeda, and T. Suzuki, *Phys. Status Solidi* **A43**, 289 (1977).
100. S. Takeuchi, T. Suzuki, and H. Koizumi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **69**, 1727 (2000).
101. И.Н. Кузьменко, *Дисс. канд. физ.-мат. наук*, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1983).
102. В.Д. Нацик, Х.-И. Кауфман, В.В. Пустовалов, И.Н. Кузьменко, Тез. докл.: XXIV Между- стран-членов СЭВ по физ.-техн. низк. темп., Бер- лин (1985), с. 178.
103. H.-J. Kaufmann, I.N. Kuzmenko, V.D. Natsik, and V.V. Pustovalov, *Proc. 7th Int. Conf. Str. Met. All.*, Pergamon Press, Monreal (1985), p. 45.
104. I.N. Kuzmenko and V.V. Pustovalov, *Cryogenics* **25**, 346 (1985).
105. И.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов, *ФНТ* **5**, 1433 (1979).
106. E. Kuramoto, F. Iida, T. Yashimoto, and S. Takeuchi, *Scr. Met.* **8**, 367 (1974).
107. F. Iida, T. Suzuki, E. Kuramoto, and S. Takeuchi, *Acta Met.* **27**, 637 (1979).
108. И.Н. Кузьменко, В.В. Пустовалов, *ФНТ* **5**, 1233 (1979).
109. V.V. Pustovalov, *Mater. Sci. Engin.* **A234-236**, 157 (1997).
110. В.В. Пустовалов, И.Н. Кузьменко, Н.В. Исаев В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **30**, 109 (2004).
111. Г.И. Кириченко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **12**, 93 (1986).
112. В.Д. Нацик, Г.И. Кириченко, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 965 (1996).
113. Г.И. Кириченко, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **23**, 1010 (1997).
114. V.V. Pustovalov, V.D. Natsik, G.I. Kirichenko, V.P. Soldatov, and S.E. Shumilin, *Physica* **B284-288**, 1253 (2000).
115. В.П. Солдатов, В.Д. Нацик, Г.И. Кириченко, *ФНТ* **27**, 1421 (2001).
116. В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, Г.И. Кириченко, Л.Г. Иванченко, *ФНТ* **29**, 451 (2003).
117. В.В. Абраимов, Ю.В. Ефимов, Н.Д. Козлов, Е.М. Савицкий, В.И. Старцев, *ФММ* **38**, 612 (1974).
118. И.Н. Кузьменко, Ф.Ф. Лаврентьев, В.В. Пустова- лов, О.П. Салита, *ФНТ* **8**, 454 (1982).
119. М.М. Калугин, В.Д. Нацик, В.П. Солдатов, И.А. Шепель, *ФНТ* **19**, 713 (1993).
120. И.В. Гектина, Ф.Ф. Лаврентьев, В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **13**, 1025 (1987).
121. T.S. Hutchison and S.L. McBride, *Canad. J. Phys.* **51**, 1797 (1973).
122. N. Seko, H. Tsubakihara, T. Okada, and T. Suita, *Tech. Rep. Osaka University* **23**, 385 (1973).
123. Т.И. Вайнблат, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, В.И. Старцев, В.С. Фоменко, в сб.: *Физ. конд. сост.*, ФТИНТ АН УССР, Харьков (1970), вып. 10, с. 99.
124. J.M. Galligan, C.S. Pang, J.H. Tregilgas, and P. Van Saun, *J. Electr. Mater.* **4**, 891 (1975).
125. J.M. Galligan, C.S. Pang, J.H. Tregilgas, P. Van Saun, *Philos. Mag.* **33**, 891 (1976).
126. C.S. Pang, T.H. Lin, and J.M. Galligan, *J. Appl. Phys.* **49**, 333 (1978).

127. C.S. Pang and J.M. Galligan, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1595 (1979).
128. В.И. Доценко, В.В. Пустовалов, В.А. Сиренко, *ФНТ* **7**, 100 (1981).
129. V.A. Sirenko, V.S. Fomenko, *Phys. Status Solidi A* **74**, 454 (1982).
130. В.И. Доценко, В.А. Сиренко, *ФНТ* **9**, 412 (1983).
131. В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, *ФТТ* **33**, 2994 (1991).
132. В.В. Пустовалов, В.А. Сиренко, В.С. Фоменко, *ФТТ* **25**, 867 (1983).
133. В.А. Сиренко, *ФНТ* **10**, 207 (1984).
134. V.I. Dotsenko, V.V. Pustovalov, V.A. Sirenko, and V.S. Fomenko, *Crystal Res. Technol.* **19**, 1031 (1984).
135. Т.И. Вайнблат, В.П. Солдатов, В.И. Старцев, *ФТТ* **12**, 3357 (1972).
136. В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, Ю.И. Гофман, *Изв. АН СССР*, сер. физ. **27**, 2454 (1973); *Препринт ФТИИТ АН УССР*, Харьков (1973).
137. В.Г. Барьяхтар, И.А. Гиндин, И.С. Губин, Е.И. Друинский, В.П. Лебедев, Я.Д. Стародубов, И.И. Фалько, *ФТТ* **15**, 2947 (1973).
138. В.И. Доценко, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, М.Е. Щербина, *ФНТ* **2**, 775 (1976).
139. G. Kostorz, *Philos. Mag.* **27**, 633 (1973).
140. В.В. Пустовалов, И.А. Шепель, *ФММ* **60**, 356 (1985).
141. V.P. Soldatov, V.I. Startsev, and T.I. Vainblat, *Phys. Status Solidi A* **22**, 109 (1974).
142. В.В. Абраимов, В.П. Солдатов, В.И. Старцев, *Письма в ЖЭТФ* **21**, 705 (1975).
143. V.I. Startsev, V.P. Soldatov, and V.V. Abraimov, *Reinstoffprobleme*, Akademie Verlag, Berlin (1977), v. V, p. 699.
144. В.И. Доценко, В.А. Сиренко, *ФНТ* **9**, 539 (1983).
145. V.V. Abraimov, M.M. Kalugin, and V.P. Soldatov, *Crystal. Res. Technol.* **19**, 1057 (1984).
146. Н.В. Исаев, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, И.А. Шепель, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **18**, 911 (1992).
147. Д.А. Диденко, В.В. Пустовалов, *ФММ* **52**, 400 (1981).
148. В.П. Солдатов, В.В. Абраимов, В.И. Старцев, *ФНТ* **2**, 1244 (1976).
149. В.И. Доценко, *ФНТ* **8**, 1078 (1982).
150. Л.Н. Паль-Валь, И.А. Шепель, В.Я. Платков, В.В. Пустовалов, *ФНТ* **12**, 1065 (1986).
151. В.В. Абраимов, В.П. Солдатов, *ФНТ* **3**, 80 (1977).
152. J.H. Tregilgas and J.M. Galligan, *Acta Met.* **24**, 1115 (1976).
153. Н.В. Исаев, В.С. Фоменко, В.В. Пустовалов, *ФНТ* **15**, 759 (1989).
154. В.В. Пустовалов, С.Э. Шумилин, *ФММ* **62**, 171 (1986).
155. Н.В. Исаев, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, Н.И. Колобнев, В.В. Пустовалов, И.Н. Фридляндер *ФНТ* **16**, 1347 (1990).
156. V.V. Pustovalov, N.V. Isaev, V.S. Fomenko, S.E. Shumilin, N.I. Kolobnev, and I.N. Fridlyander, *Cryogenics* **32**, 707 (1992).
157. Н.В. Исаев, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **20**, 832 (1994).
158. В.И. Доценко, И.Ф. Кисляк, В.Т. Петренко, В.И. Старцев, М.И. Тихоновский, *ФНТ* **12**, 741 (1986).
159. L.F. Yakovenko, V.V. Pustovalov, and N.M. Grinberg, *Mater. Sci. Eng.* **60**, 109 (1983).
160. V.I. Dotsenko, V.V. Pustovalov, and V.A. Sirenko, *Scr. Metall.* **15**, 857 (1981).
161. J.E. Evetts and J.M. Wade, *J. Phys. Chem. Solids* **31**, 973 (1970).
162. R.R. Ehrat and L. Kinderer, *J. Low Temp. Phys.* **17**, 255 (1974).
163. J.M. Galligan and J.H. Tregilgas, *Scr. Metall.* **9**, 1321 (1975).
164. В.П. Солдатов, В.И. Старцев, Т.И. Вайнблат, Ю.Г. Казаров, *Препринт ФТИИТ АН УССР*, Харьков (1972); *J. Low Temp. Phys.* **11**, 321 (1973).
165. С.В. Лубенец, В.И. Старцев, Л.С. Фоменко, *ФММ*, **52**, 870 (1981).
166. И.В. Гектина, И.Н. Кузьменко, Ф.Ф. Лаврентьев, В.В. Пустовалов, *ФНТ* **11**, 419 (1985).
167. T. Suzuki, H. Kojima, and T. Imanaka, *Bull. Jpn. Inst. Metals* **10**, 83 (1971).
168. В.И. Старцев, В.В. Абраимов, В.П. Солдатов, *ЖЭТФ* **69**, 1834 (1975).
169. K. Noto, *Science Rep. Res. Inst. Tohoku Univers.* **A20**, 129 (1969).
170. В.П. Лебедев, *ФНТ* **14**, 312 (1988).
171. Ле Хак Хьеп, *Автореф. дисс. канд. физ.-мат. наук*, Харьковский университет, Харьков (1983).
172. В.П. Лебедев, Ле Хак Хьеп, *ФТТ* **25**, 228 (1983).
173. В.В. Пустовалов, В.И. Старцев, В.С. Фоменко, *ДАН СССР* **196**, 1313 (1971).
174. В.И. Кононенко, В.В. Пустовалов, в кн.: *Материалы 19 Всесоюзного совещания по физике низких температур*, Минск (1976), с. 452.
175. V.I. Kononenko and V.V. Pustovalov, *Proceed. 5th Inter. Conf. Str. Metals and Alloys*, Pergamon Press, Aachen (1979), p. 505.
176. В.П. Лебедев, В.И. Хоткевич, *ФНТ* **5**, 89 (1979).
177. T. Holstein, *Appendix Work*, B. Tittmann and H. Vömmel, *Phys. Rev.* **151**, 187 (1966).
178. A. Brailsford, *Phys. Rev.* **186**, 959 (1969).
179. В.И. Альшиц, *ЖЭТФ* **67**, 2215 (1974).
180. В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом, *ЖЭТФ* **64**, 1808 (1973).
181. G.P. Huffman and N. Louat, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1085 (1970).
182. М.И. Каганов, В.Д. Нацик, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 550 (1970).
183. М.И. Каганов, В.Д. Нацик, *ЖЭТФ* **60**, 326 (1971).
184. В.Д. Нацик, *ФНТ* **2**, 933 (1976).
185. В.Г. Барьяхтар, Е.И. Друинский, И.И. Фалько, *ФММ* **33**, 1 (1972).
186. М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацик, *УФН* **111**, 655 (1973).
187. E. Nadgorny, *Progr. Mater. Sci.* **31**, J.W. Christian, P. Haasen, and T.V. Massalski (eds.), Pergamon Press (1988).

188. Е.И. Друинский, *ФММ* **37**, 207 (1974).
189. Н.В. Исаев, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **31**, (2005).
190. В.Д. Нацик, *ЖЭТФ* **61**, 2540 (1971).
191. V.D. Natsik, *Phys. Status Solidi* **A14**, 271 (1972).
192. В.Д. Нацик, *ФНТ* **1**, 488 (1975).
193. V. Indenbom and Y. Estrin, *Phys. Status Solidi* **A4**, K37 (1971).
194. Ю.З. Эстрин, В.Л. Инденбом, в сб.: *Физические процессы пластической деформации при низких температурах*, Наукова думка, Киев (1974), с. 255.
195. Е.И. Друинский, И.И. Фалько, *ФММ* **35**, 681 (1973).
196. Е.И. Друинский, И.И. Фалько, *ФММ* **37**, 646 (1974).
197. В.Г. Барьяхтар, Е.И. Друинский, И.И. Фалько, *ЖЭТФ* **66**, 1021 (1974).
198. В.Д. Нацик, А.М. Рощупкин, *ФНТ* **6**, 101 (1980).
199. A.V. Granato, *Phys. Rev.* **B4**, 2196 (1971).
200. A.V. Granato, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 660 (1971).
201. K. Kamada and Y. Yoshizawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **31**, 1056 (1971).
202. Ю.З. Эстрин, *ФНТ* **1**, 91 (1975).
203. R.B. Schwarz, R.D. Isaacs, and A.V. Granato, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 554 (1977).
204. R.B. Schwarz, R.D. Isaacs, and A.V. Granato, *Phys. Rev.* **B18**, 4143 (1978).
205. R.V. Schwarz and R. Labush, *J. Appl. Phys.* **49**, 5174 (1978).
206. E. Bitzek, D. Weygand, and P. Gumbsch, in: *IUTAM Symposium on Mesoscopic Dynamics of Fracture Process and Material Strength*, H. Kitagawa and Y. Shibutani (eds.), v. 115 (2004), p. 45.
207. E. Bitzek and P. Gumbsch, *Mater. Sci. Eng.* **A400–401**, 40 (2005).
208. Т.А. Parkhomenko and V.V. Pustovalov, *Phys. Status Solidi* **A74**, 11 (1982).
209. А.И. Ландау, *ФНТ* **5**, 97 (1979).
210. A. Landau, *Phys. Status Solidi* **A61**, 555 (1981); *ibid.* **A65**, 119 (1981); *ibid.* **A65**, 415 (1981).
211. И.А. Шепель, Л.Н. Загоруйко, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, *ФНТ* **17**, 390 (1991).
212. Н.В. Исаев, В.Д. Нацик, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **27**, 786 (1998).
213. Н.В. Исаев, В.С. Фоменко, В.В. Пустовалов, И.С. Брауде, *ФНТ* **28**, 522 (2002).
214. R.D. Isaacs and A.V. Granato, *Phys. Rev.* **B37**, 9278 (1988).
215. M. Hiratani and E.M. Nadgorny, *Acta Mater.* **49**, 4337 (2001).
216. Б.В. Петухов, В.Л. Покровский, *ЖЭТФ* **63**, 634 (1972).
217. В.Д. Нацик, *ФНТ* **5**, 400 (1979).
218. В.Л. Инденбом, Ю.З. Эстрин, *Письма в ЖЭТФ* **17**, 675 (1973).
219. V. Indenbom and Y. Estrin, *J. Low. Temp. Phys.* **19**, 83 (1975).
220. Э.А. Пашинский, А.М. Габович, *ФММ* **36**, 186 (1973).
221. В.М. Чернов, *ФТТ* **18**, 1194 (1976).
222. P. Feltham, *J. Phys.* **F10**, L-61 (1980).
223. P. Feltham, *Philos. Mag.* **A57**, 831 (1988).
224. P. Feltham, *Czech. J. Phys.* **B38**, 519 (1988).
225. В.П. Солдатов, В.Д. Нацик, Л.Г. Иванченко, *ФНТ* **22**, 1087 (1996).
226. В.В. Петухов, Н. Koizumi, and T. Suzuki, *Philos. Mag.* **A73**, 1041 (1998).
227. F.F. Lavrent'ev, O.P. Salita, and V.L. Vladimirova, *Phys. Status Solidi* **B29**, 569 (1968).
228. D.P. Pope and T. Vreeland, Jr., *Philos. Mag.* **20**, 1163 (1969).
229. И.А. Гиндин, В.П. Лебедев, Я.Д. Стародубов, *ФТТ* **14**, 2025 (1972).
230. И.А. Гиндин, В.П. Лебедев, Я.Д. Стародубов, *ФТТ* **17**, 1012 (1975).
231. Г.И. Кириченко, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **11**, 1206 (1985).
232. Б.В. Петухов, *ФНТ* **11**, 1090 (1985); *там же* **12**, 749 (1986).
233. E.Y. Gutmanas and Y. Estrin, *Phys. Status Solidi* **A92**, 137 (1985).
234. В.В. Пустовалов, *ФНТ* **25**, 515 (2000).
235. V.I. Dotsenko, *Phys. Status Solidi* **93**, 11 (1979).
236. В.П. Галайко, *Письма в ЖЭТФ* **7**, 294 (1968).
237. E. Schneider and H. Kronmüller, *Phys. Status Solidi* **B74**, 261 (1976).
238. В.Г. Барьяхтар, Е.И. Друинский, И.И. Фалько, *ФТТ* **14**, 1972 (1972).
239. Б.И. Веркин, А.А. Гусяков, В.И. Кулеба, И.М. Любарский, В.В. Пустовалов, *ФНТ* **3**, 1566 (1977).
240. V.I. Kuleba, E.L. Ostrovskaya, and V.V. Pustovalov, *Tribology International* **34**, 237 (2001).
241. С.В. Лубенец, В.Д. Нацик, Л.С. Фоменко, *ФНТ* **21**, 475 (1995).
242. С.В. Лубенец, В.Д. Нацик, Л.С. Фоменко, *ФНТ* **30**, 467, (2004).
243. Н.Н. Песчанская, Б.И. Смирнов, В.В. Шпейзман, П.Н. Якушев, *ФТТ* **30**, 3503 (1988).
244. В.П. Солдатов, В.Д. Нацик, Н.М. Чайковская, *ФТТ* **33**, 1777 (1991).

The effect of superconducting transition on macroscopic characteristics of metal and alloy plasticity: fundamental and application aspects
(Review Article)

V.V. Pustovalov and V.S. Fomenko

The results of the papers concerning detection and investigation of the new effect — the changes of macroscopic properties of plastic deformation of metals and alloys at the superconducting transition — are presented. Those papers were the first to demonstrate the efficiency of electron drag of dislocations at low temperature deformation. The review is concerned with the main experimental regularities of the effect —

the dependence of plasticity characteristics at the superconducting transition on stress, strain, temperature, strain rate, and doping element concentration in a superconductor. The results suggest the correlation between the effect characteristics and the superconducting properties. The experiments aimed at elucidating the mechanism of the effect are discussed. The theoretical studies into electron retardation of dislocations in metals in normal and superconducting states and the influence of superconducting tran-

sition on plasticity are briefly reported. Comparison between theoretical and experimental data is made. The review presents some examples of how the effect can be used as a new method of investigating physical mechanisms of low temperature plastic deformation. Application aspects of the phenomenon are also discussed.

Keywords: superconducting transition, plasticity, dislocations, electron drag