

# **РАЗДЕЛ ВТОРОЙ: СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МАТЕРИАЛЫ**

УДК 538.9: 539.2: 548.4

## **ВЛИЯНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ПАРАМЕТРЫ МОНОАТОМНЫХ И КОМПОЗИЦИОННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ**

*В.И. Соколенко, Я.Д. Стародубов*

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»  
Украина, 61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1. E-mail: ncs@kipt.kharkov.ua*

Проведен анализ результатов приоритетных исследований влияния структурных изменений вследствие силовых воздействий при низких температурах ( $T \ll \Theta$ ,  $\Theta$ -дебаевская температура) на сверхпроводящие параметры моноатомных сверхпроводников с различным типом кристаллической решетки (In, Sn, V, Nb, Zr) и сверхпроводящих композитов на основе сплава Nb-Ti и интерметаллида Nb<sub>3</sub>Sn, выполненных в лаборатории физики прочности и пластичности ННЦ ХФТИ в 70-90 г.г. Обсуждаются физические модели и механизмы выявленных изменений характеристик сверхпроводимости.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Изучение природы реальных объемных сверхпроводников является одной из основных задач современной физики твердого тела и низких температур. Существенная часть научной информации в этой области получена в работах, посвященных исследованию изменений характеристик сверхпроводимости материалов при модификации структурного состояния посредством воздействия температурно-силовыми полями.

В лаборатории физики прочности и пластичности ННЦ ХФТИ в 70-90 годы был выполнен цикл приоритетных исследований изменений комплекса сверхпроводящих параметров моноатомных сверхпроводников с различным типом кристаллической решетки (In, Sn, V, Nb, Zr) и сверхпроводящих композитов на основе сплава Nb-Ti и интерметаллида Nb<sub>3</sub>Sn в результате силовых воздействий при низких температурах ( $T \ll \Theta$ ,  $\Theta$ -дебаевская температура). Обнаруженные нетривиальные эффекты обусловлены формированием специфических дефектных структур (в случае чистых металлов) и изменениями напряженного состояния и структурно-фазового состава (в случае композиционных сверхпроводников).

В настоящем обзоре представлены и обобщены экспериментальные результаты, описывающие изменение комплекса сверхпроводящих характеристик широкого круга материалов, структурное состояние которых изменялось при использовании таких схем силового нагружения, как прокатка, волочение, кручение, ультразвуковое облучение при температурах 4,2 – 77 К. Для измерения критических сверхпроводящих параметров в процессе растяжения, кручения и ультразвукового воздействия, использовались оригинальные методики и устройства, приоритет в разработке и реализации которых принадлежит ННЦ ХФТИ.

### **1. ИЗМЕНЕНИЕ $T_c$ , $H_{c2}$ И МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МОНОАТОМНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ**

Выполненные исследования моноатомных сверхпроводников с различным типом кристаллической решетки, результаты которых изложены ниже, являются развитием работ по изучению сверхпроводимости металлов, деформированных при низких температурах, начатых в 40-е годы в ХФТИ В.И. Хоткевичем [1]. Он впервые в мировой практике реализовал деформирование металлов сжатием при температуре жидкого гелия с помощью специального пресса и отметил, что для ряда металлов эффекты изменения температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  при пластической деформации отличаются от эффектов, обусловленных всесторонним сжатием.

Исследования  $T_c$  поликристаллического индия, обладающего тетрагональной решеткой ( $T_{c0} = 3,407$  К), в условиях деформирования прокаткой при 4,2 К выполнены М.Б. Лазаревой и Я.Д. Стародубовым [2]. Они показали, что увеличение степени обжатия в интервале  $60 < \delta \leq 82\%$  приводит к смещению кривых s-p-перехода в область более высоких температур. Максимальный прирост  $T_c$  при  $\delta = 82\%$  составил 0,2 К ( $\Delta T_c / T_{c0} \approx 5,9\%$ ). Было обнаружено, что уменьшение скорости деформирования вызывает более сильное повышение  $T_c$ , связанное с увеличением степени дефектности структуры вследствие снижения фактора деформационного разогрева образца. Последний является существенным для металлов с низким значением  $\Theta$  из-за незначительной (по сравнению с переходными металлами) величины энергии активации релаксационных процессов при низкотемпературной деформации.

И.А. Гиндин, М.Б. Лазарева, В.И. Соколенко и Я.Д. Стародубов в 1980 г. [3] впервые сообщили о сильном увеличении  $T_C$  ванадия с деформационными двойниками, связываемом с изменением фононного спектра и электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) на границах двойников. Это сообщение стимулировало мощный всплеск экспериментальных и теоретических работ по изучению локализованной сверхпроводимости двойниковых границ в таких известных научных центрах, как ИФП РАН, ИФТТМ РАН, МГУ, ФТИНТ НАН, ИФ НАН, и др. В ННЦ ХФТИ в работах [4-12] на переходных металлах с различным типом кристаллической решетки (ОЦК и ГПУ) было продолжено начатое в [3] изучение явления сильного увеличения параметров сверхпроводимости в результате низкотемпературной деформации.

Исследования влияния деформационных дефектов и напряженного состояния, создаваемых в условиях деформации кручением при 4,2 К на  $T_C$  ниобия ( $T_{C0}=9,2$  К) и  $T_C$  и второе критическое поле  $H_{C2}$  ванадия ( $T_{C0}=5$  К) были выполнены в [4-7,12]. Средний размер зерна в использованных тонкостенных цилиндрических образцах составлял ~4-5 мм, что способствовало интенсивному механическому двойникованию. Было показано, что в результате деформации исходные образцы Nb и V трансформируются в гетерогенные сверхпроводники, состоящие из чередующихся областей с относительно низкими значениями средней плотности дислокаций  $N_d$  и участков локализованного пластического течения в виде скоплений дефектов и деформационных границ раздела. В качестве примера на рис.1 представлена микроструктура ниобия, деформированного кручением при 4,2 К на  $\gamma=0,08$  ( $\gamma$  - степень сдвиговой деформации) [6]. Участки локализации деформации вызывают сильное размытие кривых s-n-перехода в области температур, превышающих  $T_C$  матричного кристалла, и появление на них ступенек, характерных для многофазных (в термодинамическом смысле) систем.

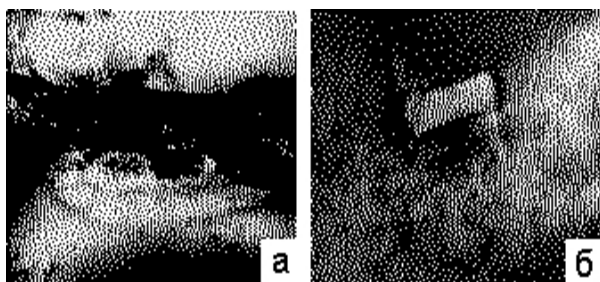


Рис. 1. Микроструктура ниобия, деформированного кручением при 4,2 К: двойник с зонами аккомодации,  $\times 15000$  (а); замкнутая дислокационная граница,  $\times 25000$  [6](б)

Зависимость прироста температуры сверхпроводящего перехода  $\Delta T_C$  от напряжения течения  $\tau$  для ниобия приведена на рис.2 [12]. В упругой области изменение  $T_C$  незначительно и обратимо. Выше предела текучести для высокотемпературной фазы максимальный прирост  $T_C$  составляет 1,22 К ( $\Delta T_C/T_{C0} \cong$

13%) и достигается при величине сдвиговой деформации  $\gamma \cong 0,1$ .

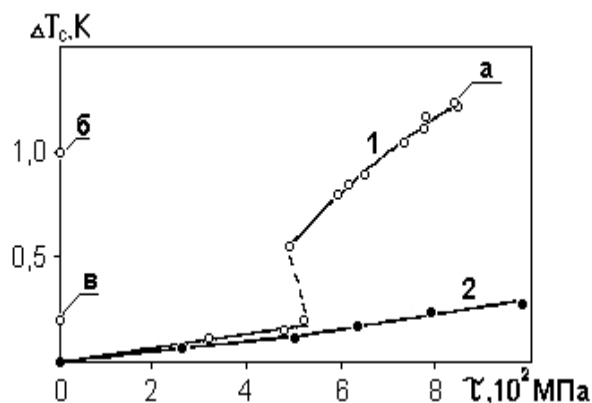


Рис. 2. Зависимости прироста температуры сверхпроводящего перехода  $\Delta T_C$  от напряжения течения  $\tau$  в условиях однонаправленного кручения (1) и одноосного растяжения (2) ниобия при 4,2 К. Буквами а, б и в отмечены значения  $\Delta T_C$  в нагруженном состоянии ( $\tau = 820$  МПа), после разгрузки при 4,2 К и выдержке при 300 К в течение 18 ч, соответственно [12]

Для V характер деформационного изменения  $T_C$  качественно подобен, однако, максимальный прирост  $T_C$  равен 0,43 К ( $\Delta T_C/T_{C0} \cong 8,6\%$ ) при том же значении  $\gamma$  [5].

Разгрузка образцов V и Nb на стадии пластического течения приводит к снижению  $\Delta T_C$  на ~25 и 20% соответственно [5,6].

Картину трансформации гомогенного моноатомного сверхпроводника в гетерогенный в процессе нагружения при 4,2 К выше предела текучести подтверждают измерения  $H_{C2}$  [7]. На рис.3 для ванадия представлены зависимости возникающего на образце падения напряжения  $U$  от поперечного магнитного поля  $H$  при различных характеристиках нагруженного состояния.

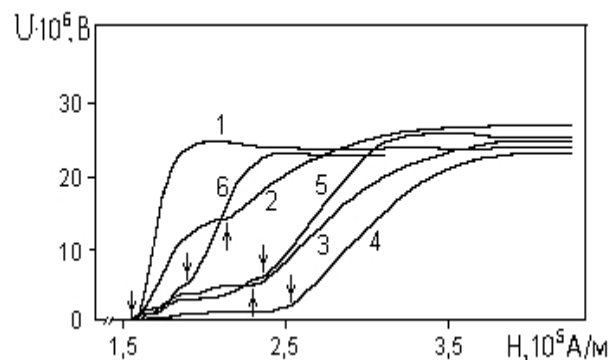


Рис. 3. Зависимости  $U(H)$  для ванадия в исходном состоянии (1), в области пластической деформации при  $\tau = 370$  (2), 438 (3), 492 МПа (4), после разгрузки (5) и после выдержки при 293 К в течение 18 ч (6). Стрелками указаны значения  $H_{C2}$  [7]

Видно, что в области пластической деформации форма кривых (2-6) изменяется по сравнению с формой кривой для исходного состояния. Возникшие

ступеньки, как и в случае измерения  $T_C$ , свидетельствуют о появлении в объеме новой фазы.

В условиях знакопеременного нагружения ( $\gamma = \pm 2,2\%$ ) поведение  $T_C$  ванадия отличается от поведения при однонаправленном кручении. На фоне монотонного увеличения  $\tau$  наблюдается резкий рост  $T_C$  после первого полуцикла, сменяющийся плавным снижением  $\Delta T_C$  с выходом на насыщение (рис.4) [5].

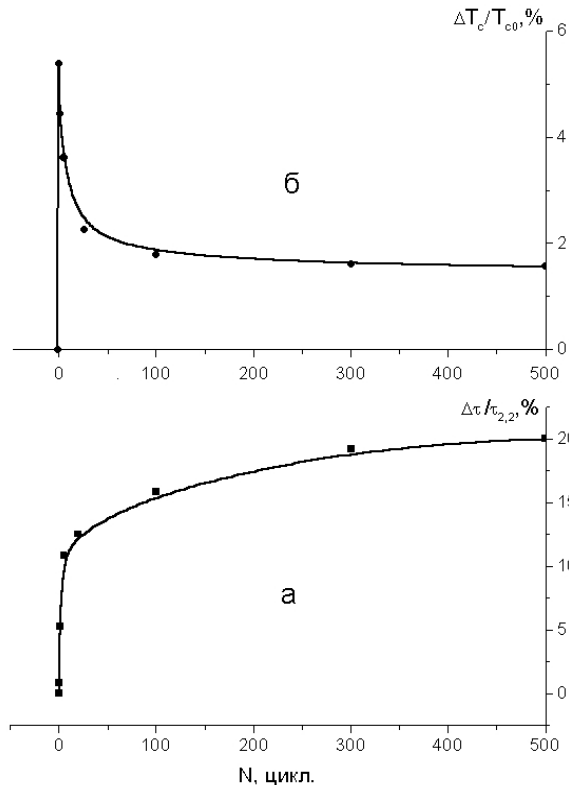


Рис. 4. Зависимости относительных изменений напряжения течения при знакопеременном кручении  $\Delta\tau/\tau_{2,2}$  (а) и температуры сверхпроводящего перехода  $\Delta T_C/T_{C0}$  (б) ванадия от числа циклов кручения  $N$  при 4,2 К [5]

Изохронные отжиги вызывают уменьшение  $\Delta T_C$ . Для Nb основной прирост  $T_C$  (~86%) устраняется отжигом при 300 К. Заметное уменьшение  $T_C$  (~17%) фиксируется уже после небольших (до 20 К) отогревов [6]. Для V в результате отжига при 300 К снижение  $\Delta T_C$  и  $\Delta N_{C2}$  составляет ~60% [5,7].

По сравнению с элементами пятой группы Zr имеет сравнительно низкое значение  $T_C$ , что затрудняет исследования влияния на эту характеристику дефектов, создаваемых непосредственно в процессе деформации при низких температурах. В работах [8,9] впервые изучено изменение  $T_C$  Zr ( $T_{C0}=0,46$  К) после деформации растяжением на 8% при 4,2 К и отогрева до 300 К. Прирост  $T_C$  составил более 20%, что на порядок больше, чем у V и Nb после отогрева до 300 К. Можно полагать, что эффект увеличения  $T_C$  Zr без отогрева до 300 К будет существенно большим и сравним, например, с увеличением  $T_C$  Re [13], также обладающего ГПУ-решеткой.

Исследования  $T_C$ ,  $N_{C2}$ , удельного сопротивления  $\rho_n$  и дефектной структуры после деформации прокаткой при 20 К в интервале степеней обжатия  $2 \leq \delta \leq 80\%$  поликристаллического и монокристал-

лического текстурной ориентации (001) [110] Nb выполнены в [10,12]. Для обоих типов образцов характерна трехстадийность зависимостей  $\Delta T_C(\delta)$  и  $\Delta \rho_n(\delta)$  (рис.5).

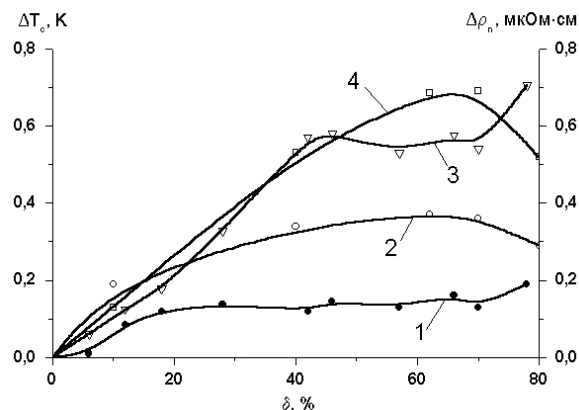


Рис.5. Зависимости приростов температуры сверхпроводящего перехода  $\Delta T_C$  (1), (2) и удельного электро-сопротивления  $\Delta \rho_n$  (3), (4) монокристаллического (1), (3) и поликристаллического (2), (4) ниобия от степени деформации прокаткой  $\delta$  при 20 К [12]

Участки резкого роста  $T_C$  в области малых значений  $\delta$  (до ~10%) связаны, как и в случае деформации Nb кручением при 4,2 К, с увеличением  $T_C$  в местах локализации пластического течения, прежде всего на границах двойников. Темп увеличения  $T_C$  на второй стадии ( $12 \leq \delta \leq 70\%$ ) заметно ниже. При  $\delta > 12\%$  двойниковая мода пластической деформации практически исчерпывается и в сердцевине образцов формируется равномерное распределение дислокаций.  $N_d$  возрастает с ростом  $\delta$ , что является доминирующим фактором увеличения  $T_C$ . Вместе с тем в силу специфики деформации прокаткой в приповерхностных слоях происходит более интенсивное накопление дефектов, что приводит к трансформации образцов в макроскопически гетерогенные сверхпроводники. Из результатов изучения влияния последовательных утонения на  $T_C$ ,  $N_{C2}$  и  $\rho_n$  монокристаллов, деформированных на 42 и 78%, следует, что деформационный прирост  $T_C$  и  $N_{C2}$  в данном случае определяется, в основном, вкладом центральной части образца, находящейся в состоянии неравномерного объемного сжатия, а изменение  $T_C$  и  $N_{C2}$  является следствием эволюции эпюры напряжений I рода.

При  $\delta \approx 80\%$  структурное состояние сердцевины образцов неустойчиво, о чем свидетельствует появление элементов фрагментированной структуры с заметными углами разориентировки на фоне равномерно распределенных дислокаций. С данным обстоятельством связано резкое изменение  $T_C$ . Разные знаки изменения  $\Delta T_C$  моно- и поликристаллического образца обусловлены различными соотношениями объемов фрагментированной структуры и равномерно распределенных дислокаций и уровней напряжений I и II рода.

Для олова, имеющего тетрагональную решетку, характерно интенсивное двойникование при деформации в широком интервале температур. В работах

[14-16] А.В. Хоткевичем, И.К. Янсоном (ФТИНТ НАН) и М.Б. Лазаревой, В.И. Соколенко и Я.Д. Стародубовым (ННЦ ХФТИ) были выполнены исследования ЭФВ монокристаллов Sn с двойниками, возникшими в процессе растяжения при 77 К, методом микроконтактной спектроскопии в нормальном состоянии, позволяющим получить информацию об ЭФВ из объема металла с характерным линейным размером, сопоставимым с эффективной толщиной плоскости двойникового (двойниковой границы) ~ 10а (а – межатомное расстояние). Вблизи плоскости двойникового впервые экспериментально было обнаружено не характерное для совершенных кристаллов аномальное смягчение спектра ЭФВ, характеризующееся возрастанием относительной интенсивности низкочастотной части спектра (рис.6).

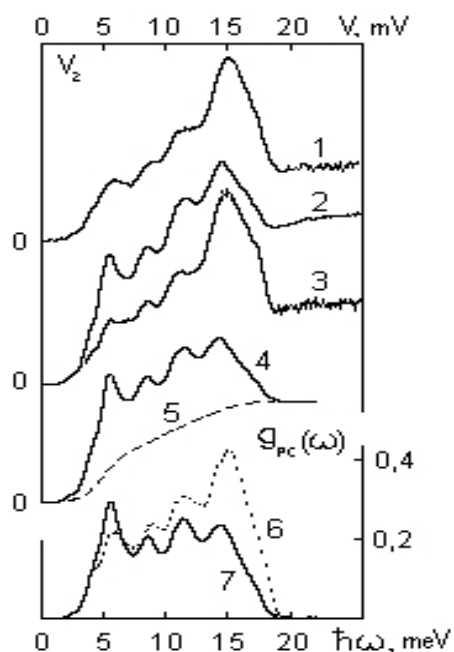


Рис. 6. Микроскопические спектры ЭФВ олова  $U_2 \sim d^2 U/dI^2(U)$  и результаты их обработки: (1) – типичный микроконтактный спектр для контактов между недеформированными монокристаллическими электродами; (2) и (3) – нетипичный и типичный спектры между электродами с плоскостями двойникового; (4) и (5) –  $\tilde{U} \sim d^2 U/dI^2(U)$  для спектра (1) и восстановленная для спектра (2), соответственно; (6) и (7) – микроконтактные функции ЭФВ, восстановленные для спектров (1) и (2), соответственно [15]

Выполненные оценки показали, что локальное повышение  $T_c$  вблизи плоскости двойникового составляет  $\delta T_c \sim T_c$ , что хорошо согласуется с результатами измерений на образцах из порошка Sn, в частях которого подавлен эффект близости [17].

### 1.1. ВКЛАДЫ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ДЕФЕКТОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ В $T_c$

В рамках существующих представлений величина  $T_c$  «низкотемпературных» сверхпроводников определяется характеристиками энергетических

спектров и параметрами взаимодействия квазичастиц. Дефекты кристаллической решетки и напряжения, изменяя данные характеристики, приводят к изменению  $T_c$ . В процессе низкотемпературной деформации в материале возникает широкий спектр дефектов кристаллической решетки: точечные (межузельные атомы, вакансии, их комплексы), линейные (дислокации), деформационные границы раздела (границы двойников, фрагментов). Рассмотрим влияние на  $T_c$  основных типов дефектов.

**Дислокации.** Дислокации высокой плотности могут вызвать изменение электронного спектра металла [18,19]. С дислокациями связано появление мягких фононных мод [20]. Эти факторы обуславливают локальное усиление электрон-фононного взаимодействия. Непосредственное увеличение эффективной массы носителей заряда и, следовательно, константы ЭФВ  $\lambda$  следует из [21].

Механизм увеличения  $T_c$ , основанный на дополнительном притяжении электронов вследствие собственных колебаний дислокаций в канавках пайерлсовского потенциального рельефа был предложен в работе [22]. На базе модели [22] в [11] для Nb было получено выражение, описывающее дислокационный прирост  $T_c$  в виде:

$$\Delta T_c \cong \alpha \cdot N_d, \quad (1)$$

где  $\alpha = 0,049 \cdot 10^{-11}$  К/см<sup>2</sup>,  $N_d$  – средняя плотность дислокаций. В [11] показано хорошее соответствие расчетов по формуле (1) и экспериментальных значений  $\Delta T_c$  для сердцевины монокристаллов Nb, деформированных прокаткой при 20 К на 12 и 42%, с равномерным характером распределения дислокаций ( $0,6 \cdot 10^{11} \leq N_d \leq 1,3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>).

**Границы фрагментов.** Согласно [23], плотность дислокаций в границах фрагментов ванадия, возникших при низкотемпературной деформации, составляет  $N_{db} \cong 2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Эта величина соответствует оценке предельной плотности дислокаций, составляющей  $N_d^{lim} \sim 10^{12} - 10^{13}$  см<sup>-2</sup> [24], превышение которой вследствие наличия ядер дислокаций приводит к потере устойчивости решетки. Для ниобия с доминированием в объеме фрагментированной структуры с расстоянием между границами фрагментов  $l$ , сравним с длиной когерентности  $\xi$ , в соответствии с формулой (1) увеличение  $T_c$  не будет превышать  $\Delta T_c^{max} \sim 1$  К. В реальных условиях  $l \gg \xi$  и в силу эффекта близости измеряемая в эксперименте величина  $\Delta T_c < \Delta T_c^{max}$ .

**Границы двойников.** Вблизи когерентных участков границ двойников в пределах 2-3 межатомных расстояний существуют сжимающие напряжения, достигающие  $\sim 10^4$  Г (G – модуль сдвига) [25], что обуславливает локальные изменения электронного и фононного спектров. О последнем говорится в [20]. В [26] показано, что вблизи плоскости двойникового реализуется увеличение константы ЭФВ вследствие размягчения фононного спектра. Возрастание  $\lambda$  на двойниковой границе также возможно из-за существования локальных электронных уровней [27-29] и локализации упругих волн [30,31].

Граница реального деформационного двойника в значительной мере некогерентна. Поэтому модели

двумерной сверхпроводимости плоскости двойникования (см., напр., [17-32]), соответствующие чисто когерентному характеру границы, представляются идеализированными.

Механизм изменения  $T_c$ , учитывающий реальную структуру двойниковой границы, был предложен в [33]. Из [33] следует увеличение  $\Delta T_c$  с ростом плотности двойникоующих дислокаций (ступенек) на границе. Данная модель дает возможность качественно объяснить наблюдаемые эффекты изменения  $T_c$  при изменении величины и знака нагрузки и при механической и термической релаксации напряжений. Для выяснения возможности количественного описания в рамках данной модели необходимы исследования корреляции  $\Delta T_c$  и угла наклона границы двойника относительно геометрической плоскости двойникования кристалла.

**Точечные дефекты.** По данным [34] возврат формы образца Nb, деформированного кручением при 4,2 К, наблюдается после отогрева до 30 К и выше. Возврат формы при термической релаксации не может быть реализован процессами отжига точечных дефектов. Поэтому выявленное в [6] существенное (на 17%) уменьшение  $\Delta T_c$  Nb после отжига при 20 К (когда релаксационные процессы на границах раздела и в скоплениях дислокаций еще заморожены) целесообразно связать с перераспределением и отжигом межузельных атомов. Упорядоченное расположение точечных дефектов, вызывающих максимальные статические искажения решетки, реализует наибольший эффект увеличения  $T_c$  в рамках механизма изменения  $T_c$  в случае структурного разупорядочения [35]. По сравнению с вакансией межузельный атом приводит к большим локальным искажениям. Поэтому можно ожидать, что цепочки межузельных атомов, являющиеся следствием общепризнанных механизмов пластической деформации и пребывающих при гелиевых температурах в «замороженном» состоянии, будут вносить определенный вклад в деформационное увеличение  $T_c$ . Для количественных оценок необходима разработка соответствующих моделей.

## 1.2. РАСЧЕТЫ МИКРОСКОПИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НИОБИЯ С ДЕФОРМАЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ

$T_c$  и температурная зависимость удельного электросопротивления  $\rho(T)$  являются характеристиками, чувствительными к ЭФВ. В работе [36] с использованием данных о  $T_c$  и  $\rho(T)$  и замкнутой системы достаточно простых уравнений, описывающих транспортную константу ЭФВ  $\lambda_{tr}$ ,  $T_c$  в известном представлении Макмиллана, плазменную частоту  $\Omega_p$ , приведенную частоту столкновений  $z$ , лондонскую глубину проникновения  $\lambda_{L1}^*(0)$ , длину когерентности БКШ  $\xi_0^*(0)$ , параметр Гинзбурга-Ландау  $\kappa^*$ , был рассчитан ряд усредненных по поверхности Ферми микроскопических характеристик монокристаллического Nb с различным структурным состоянием. Было показано, что в результате деформации, вызывающей сильное увеличение  $N_d$  (с  $\sim 10^9$  до  $\sim 10^{11}$  см<sup>-2</sup>), происходит уменьшение  $\Theta$ ,  $\Omega_p$ ,  $\xi_0^*(0)$  и ферми-

евской скорости и увеличение  $\lambda_{L1}^*(0)$ ,  $\kappa^*$ , эффективной массы электронов и плотности состояний на уровне Ферми. Отжиги в интервале 423-533 К, соответствующем III стадии возврата, неоднозначно влияют на комплекс характеристик Nb. На фоне релаксационных процессов, протекающих во всем температурном интервале и снижающих эффекты, достигнутые после деформации, вследствие отжига при 473 К происходит изменение этих характеристик, качественно похожее на изменение, обусловленное ростом  $N_d$ . Обнаруженный эффект связан с перемещением в решетке вакансий и примеси кислорода, очистки матрицы и уменьшением жесткости решетки.

Расчеты, выполненные в рамках модели Фриделя двухзонного переходного металла, показали [36], что для Nb с ростом  $N_d$ , а также после отжига при 473 К, происходит уменьшение фермиевской энергии, ширины  $d$  – зоны и снижение центра тяжести  $d$  – зоны. Сделан вывод, что в усилении сверхпроводимости Nb с дислокациями доминирующую роль играет увеличение анизотропии поверхности Ферми, сопровождающееся сужением  $d$  – зоны и размягчением фононного спектра.

## 2. КРИТИЧЕСКИЕ ТОКИ И ПИННИНГ В ГЕТЕРОГЕННЫХ МОНОАТОМНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Увеличение плотности критического тока  $J_c$  в металлических сверхпроводниках после различных видов пластической деформации при 300 К – общепризнанное физическое явление, на основе которого возникли и получили развитие современные представления о пиннинге флюксоидов на дефектах кристаллической решетки. Низкотемпературная пластическая деформация обуславливает формирование в материале специфических дефектных структур. Возникновение деформационных границ раздела с сильным пространственным градиентом концентрации дефектов и напряжений особым образом влияет на  $J_c$  и объемную силу пиннинга  $F_p$ . И.А. Гиндиным, В.И. Соколенко и Я.Д. Стародубовым впервые было обнаружено сильное снижение  $J_c$  в нулевом и малых магнитных полях ванадия, деформированного при 4,2 К [37]. Затем в серии работ [38-42] был выполнен комплекс исследований влияния структурных изменений ванадия и ниобия, деформированных кручением при 4,2 К и прокаткой при 20 К, на характер полевых зависимостей  $J_c$  и  $F_p$  в интервале  $0 \leq H < H_{c2}$ .

Зависимости  $J_c(H)$  Nb в исходном состоянии и при различных значениях сдвиговой деформации при 4,2 К, а также после разгрузки и отжига при 300 К представлены на рис.7. Видно, что в нулевом и относительно небольших полях деформации вызывают «аномальное» снижение  $J_c$ , причем с увеличением  $\gamma$  интервал такого снижения расширяется. В области больших полей наблюдается обычное увеличение  $J_c$  с ростом деформации. Разгрузка и отжиги деформированного образца уменьшают эффекты деформации. Для ванадия, деформированного в

аналогичных условиях, поведение  $J_C$  качественно подобно [38]. При снижении чистоты исследуемых материалов деформационное изменение  $J_C$  уменьшается.

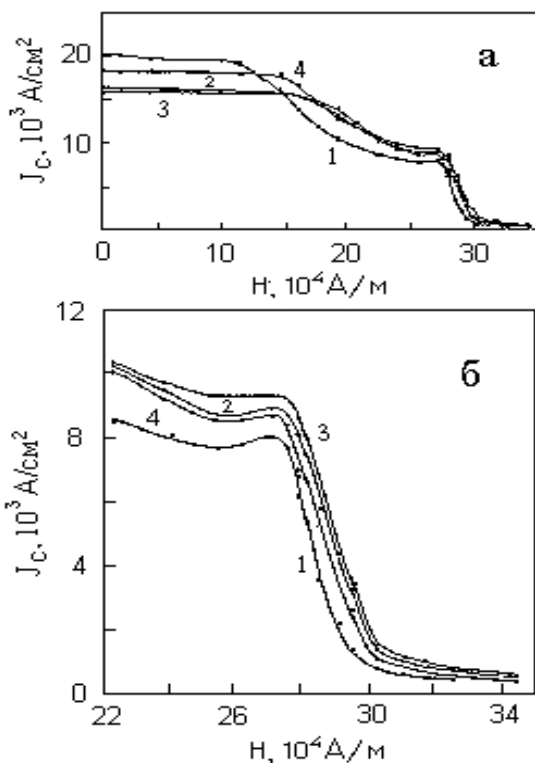


Рис 7. Зависимости  $J_C(H)$  для поликристаллического Nb с различным структурным состоянием:  $\gamma=0$  (1); 0,023 (2); 0,054 (3) ( $\gamma$ - степень сдвиговой деформации при 4,2 К); разгрузка деформированного образца + отжиг 18 ч при 300 К (4) (а) и вблизи  $H_{C2}$  [41] (б)

Изменение  $J_C(H)$  монокристаллического Nb, деформированного прокаткой при 20 К в интервале  $5 \leq \delta \leq 72\%$ , иллюстрирует рис.8 [40]. Сжижение  $J_C$  в малых полях отмечается при  $5 \leq \delta \leq 20\%$ . Дальнейшее увеличение  $\delta$  приводит к росту  $J_C$  во всем интервале  $0 \leq H < H_{C2}$ .

Зависимости относительных изменений плотности критического тока в нулевом поле  $\Delta J_C/J_{C0}$  ( $\Delta J_C = J_{C0} - J_C^{def}$ , где  $J_{C0}$  и  $J_C^{def}$  – плотность критического тока в исходном и деформированном состояниях, соответственно) и температуры сверхпроводящего перехода  $\Delta T_C/T_{C0}$  ( $\Delta T_C = T_C^{def} - T_{C0}$ ) от  $\gamma$  для поликристаллических образцов Nb и V представлены на рис. 9. Из рисунка следует корреляция  $\Delta T_C/T_{C0}$  и  $\Delta J_C/J_{C0}$  в интервале  $\gamma \leq 0,1$  для обоих металлов [42]. В этих условиях деформация V и Nb носит скачкообразный характер, что, как отмечалось выше, свидетельствует об интенсивном возникновении в объеме деформационных границ раздела, в том числе границ двойников.

Для монокристаллического Nb, деформированного прокаткой при 20 К в интервале степеней обжатия  $5 \leq \delta \leq 20\%$  также существует корреляция роста  $T_C$  и снижения  $J_C$  [42].

При протекании локальных токов высокой плотности в микрообъемах с более высокими локальными  $J_C, A/cm^2$

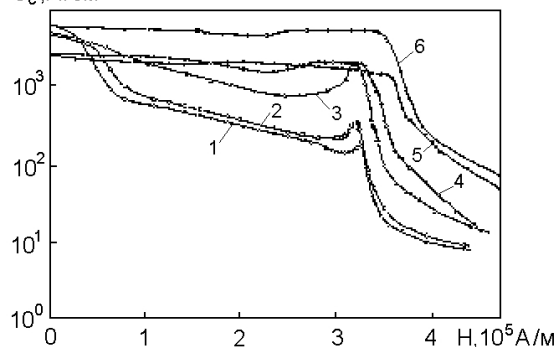


Рис. 8. Зависимости  $J_C(H)$  для монокристаллического Nb текстурной ориентации в исходном состоянии (1) и после деформации прокаткой при 20 К на  $\delta=5$  (2), 10 (3), 37 (4), 42 (5) и 72% (6) [40]

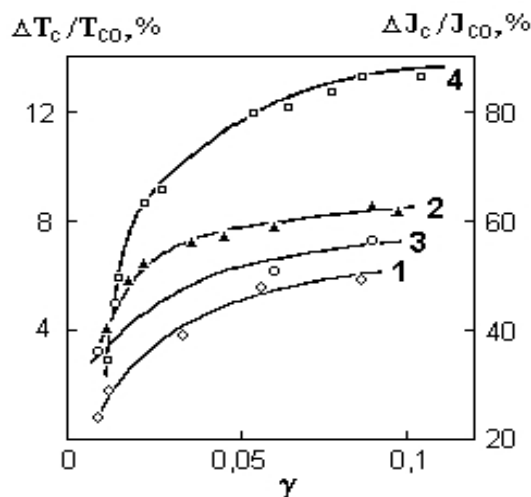


Рис. 9. Зависимости  $\Delta J_C/J_{C0}$  (1,3) и  $\Delta T_C/T_{C0}$  (2,4) от  $\gamma$  для ванадия (1), (2) и ниобия (3), (4) [42]

ми значениями  $T_C$  вблизи двойниковых границ увеличивается вероятность катастрофических скачков потока, что вызывает усиление термомагнитной неустойчивости (ТМН) и снижение макроскопического критического тока. Это проявляется в смещении вольт-амперных характеристик с лавинообразным нарастанием падения напряжения в область более высоких значений поля. В [38] было получено выражение для оценки ограничения максимальной величины перепада индукции  $\Delta B$  в образце в виде:  $\Delta B < B_j \sim \{\mu_0 C_p (T_C - T_0)\}^{1/2}$ , где  $B_j$  – максимальная величина перепада индукции,  $\mu_0$  – магнитная проницаемость,  $C_p$  – теплоемкость,  $T_0 = const$ . Оценки показали, что для Nb и V вблизи двойниковых границ локальная плотность критического тока в рамках модели критического состояния Бина составляет  $j_C^{loc} \sim 7 \cdot 10^7 A/cm^2$  [41] и  $4 \cdot 10^7 A/cm^2$  [38] соответственно. Данные значения  $j_C^{loc}$  составляют  $\sim 20\%$  тока распаривания для каждого из материалов.

Увеличение внешнего магнитного поля снижает локальные токи и механизм ТМН «выключается», когда «запас» энтальпии превысит плотность магнитной энергии, соответствующей  $j_c^{loc}$ . Значения поля «выключения» ТМН увеличиваются с ростом  $T_c$ . Это объясняет смещение левого максимума на полевых зависимостях  $F_p$  и соответствующее снижение  $F_p$  в малых полях (рис.10). Наблюдаемое частичное уменьшение эффекта снижения  $J_c$  и  $F_p$  после разгрузки и отогрева до 300 К образцов, деформированных при 4,2 К, коррелирует с уменьшением деформационного прироста  $T_c$  и также связано с протеканием релаксационных процессов в микроразделах с высоким уровнем внутренних напряжений в местах локализации пластического течения и отжигом точечных дефектов.

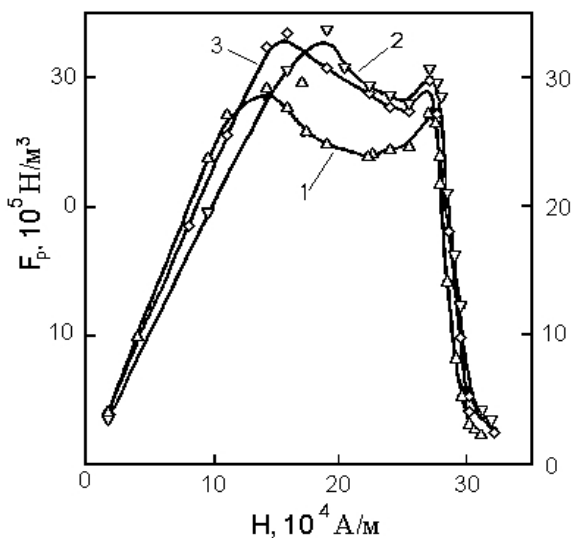


Рис. 10. Зависимости  $F_p(H)$  поликристаллического ниобия в исходном состоянии (1), после сдвиговой деформации  $\gamma=0,054$  (2) и после отжига 18 ч при 300 К (3) [42]

### 3. ВЛИЯНИЕ РАСТЯГИВАЮЩИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ СПЛАВА Nb-Ti И СОЕДИНЕНИЯ Nb<sub>3</sub>Sn

Технические сверхпроводники на основе деформируемого сплава Nb-Ti и интерметаллида Nb<sub>3</sub>Sn нашли широкое применение в различных областях науки и техники. Для сверхпроводников на основе сплава Nb-Ti высокая токонесущая способность обусловлена возникновением в процессе механико-термической обработки гетерогенной структуры с образованием пространственной решетки тонких включений с составом, близким к чистому ниобию, и с плотностью  $10^{10}$ - $10^{11}$  см<sup>-2</sup> [43,44]. Высокий уровень критических токов в ниобий-титановых сверхпроводниках связывают также с тем, что при распаде пересыщенного твердого раствора вдоль границ зерен выделяются обогащенные титаном вытянутые частицы в поперечном сечении размером 100-200 нм, уплотняющиеся при дальнейшей деформации до толщин 1-2 нм с расстоянием между ними 4-8 нм [45-47]. При этом  $J_c$  линейно увеличивается с

ростом содержания  $\alpha$ -Ti фазы до ~30% об.% [47]. В случае сверхпроводников на основе соединения Nb<sub>3</sub>Sn высокие значения  $J_c$  связаны со степенью совершенства и размером зерна фазы Nb<sub>3</sub>Sn, формирующейся при реакционных отжигах [48,49].

При разработке и изготовлении магнитных систем различного назначения возникла необходимость изучения поведения критических сверхпроводящих параметров таких проводников при воздействии механических нагрузок. В НИЦ ХФТИ был осуществлен цикл исследований  $T_c$  и  $J_c$  технических сверхпроводников различного типа в условиях воздействия растягивающих нагрузок и магнитных полей при температуре жидкого гелия.

И.А. Гиндиным, М.Б. Лазаревой, Я.Д. Стародубовым и М.П. Старолатом в 1976 г. было показано, что при приложении растягивающего напряжения выше предела упругости  $\sigma_e$  у одножильного сплава Nb-Ti с добавкой Zr происходит монотонное обратимое снижение  $J_c$  [50]. Затем были выполнены исследования влияния растягивающих нагрузок на  $J_c$  и  $T_c$  проводов различной конструкции из Nb-Ti и Nb<sub>3</sub>Sn, [50-53] и на  $T_c$  и намагниченность ленты из Nb<sub>3</sub>Sn. [54].

Изменения критического тока  $I_c$  и температуры сверхпроводящего перехода под воздействием растягивающих напряжений для провода из НТ-50 в медной матрице представлено на рис.11 [51].

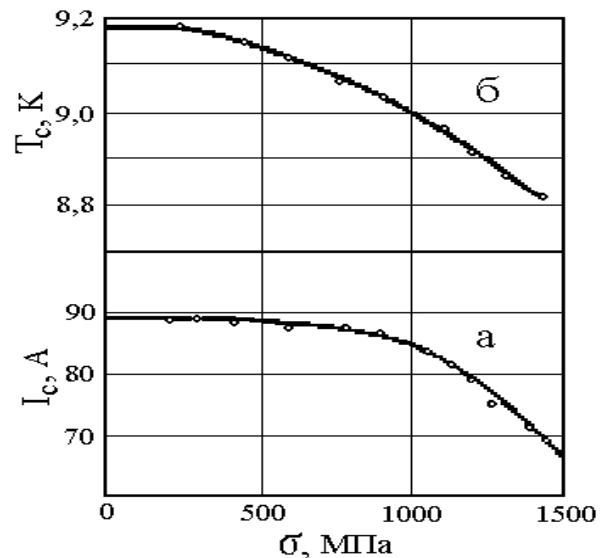


Рис. 11. Изменения критического тока  $I_c$  в поперечном магнитном поле 6,3 Тл (а) и критической температуры  $T_c$  (б) под действием растягивающей нагрузки при 4,2 К провода из сплава НТ-50 в медной матрице [51]

Видно, что по мере увеличения нагрузки  $I_c$  и  $T_c$  монотонно снижаются, а при ее снятии в любой точке их величины полностью восстанавливаются до уровня исходных значений.  $T_c$  уменьшается от 9,18 К при  $\sigma=0$  до 8,8 К при  $\sigma=1500$  МПа ( $\Delta T_c/T_{c0} \approx 4,1\%$ ). Уменьшение  $I_c$  при этом составляет ~25%. Для сплава НТ-50, гомогенизированного при 1253 К в течение 20 ч, изменение  $T_c$  под нагрузкой не наблюдалось.

Зависимость  $J_c$  от напряжения для сплава НТ-50 с различным числом жил  $n$  приведена на рис.12 [52].

С увеличением числа жил величина снижения  $J_C$  возрастает. При разгрузке образца после каждого этапа нагружения  $J_C$  возвращается к исходному

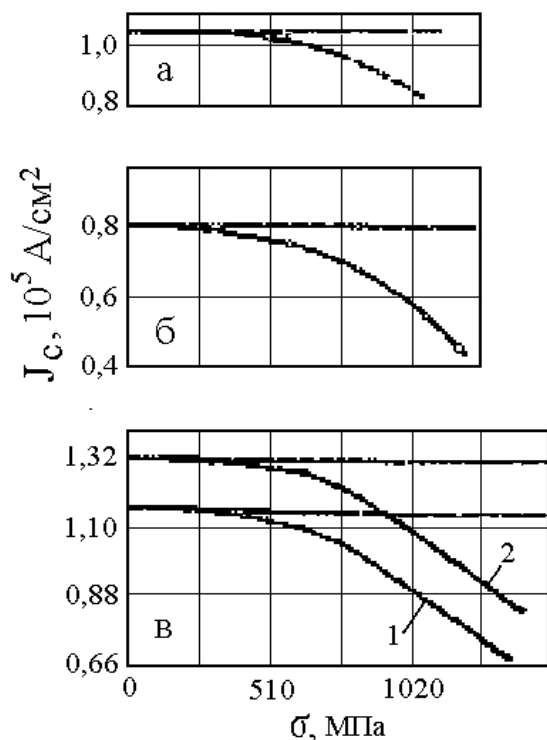


Рис. 12. Зависимости  $J_C(\sigma)$  проводов из сплава HT-50 в медной матрице с 1 (а), 37 (б) и 1045 (в) жилами [52]

значению (пунктир на графике). На проводнике с  $n=1045$  было исследовано влияние на  $J_C$  циклических нагрузок от 10 до 200 в интервале  $0,5\sigma_B \leq \sigma \leq 0,9\sigma_B$  ( $\sigma_B$  – предел прочности) при 4,2 К в магнитном поле 6,3 Т. Было установлено, что циклирование до напряжений, не превышающих  $\sigma_c$  не влияет на изменение  $J_C$ , тогда как циклирование выше предела упругости вызывает снижение  $J_C$ , которое возрастает с увеличением числа циклов и нагрузки. При этом для разгруженного состояния характерно уменьшение  $J_C$  на несколько процентов.

Совокупность выявленных особенностей поведения  $J_C$  и  $T_C$  ниобий-титановых проводников под нагрузкой в рассмотрении [55] была отнесена к проявлению сверхупругости – обратимому возникновению и исчезновению мартенситных включений. В работе [56] было изучено воздействие магнитных полей на напряжение начала деградации критического тока под нагрузкой, обусловленное ростом мартенситных включений. Было выполнено дислокационное рассмотрение формирования мартенситного включения и показано линейное снижение величины внешних упругих напряжений, при которых возникает включение. Данная модель хорошо соответствует экспериментальной зависимости порога деградации  $\sigma_0^e$  от величины внешнего магнитного поля (рис.13). Полученный ход зависимости  $\sigma_0^e(H)$  является достаточно универсальным, поскольку аналогичные измерения, выполненные на сплаве Nb-Ti

другого состава, привели к аналогичным результатам.

Таким образом, если возникающая мартенситная фаза обладает пониженными сверхпроводящими параметрами, то увеличение объемного содержания этой фазы под нагрузкой будет проявляться в деградации  $T_C$  и  $J_C$ .

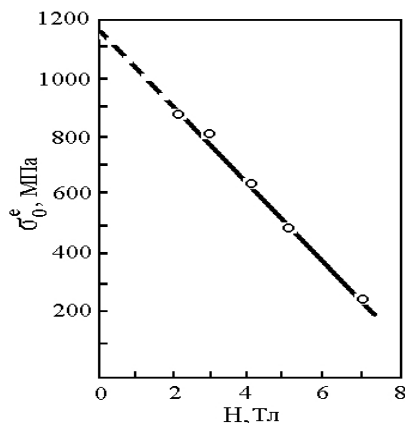


Рис. 13. Зависимость порога деградации  $\sigma_0^e$  от величины внешнего поля  $H$  многожильного (300) ниобий-титанового провода диаметром 0,2 мм [56]

Для сверхпроводников на основе Nb<sub>3</sub>Sn поведение  $J_C$  под нагрузкой отличается от поведения для Nb-Ti сверхпроводников и в значительной мере зависит от их конструкции, характера и режима формирования основной сверхпроводящей фазы Nb<sub>3</sub>Sn. На рис.14 представлены зависимости  $J_C$  и  $T_C$  от  $\sigma$  для многожильного ( $n=7225$ ) проводника в бронзовой матрице [52]. Характерной чертой зависимости  $J_C(\sigma)$  является наличие максимума: с ростом напряжения  $J_C$  первоначально увеличивается (максимальный прирост  $J_C$  составляет ~35%), а затем по достижении некоторого напряжения, близкого к  $\sigma_c$ , резко уменьшается (кривая 1). Поведение  $J_C$ , измеренного после снятия внешней нагрузки, качественно повторяет ход  $J_C$  при увеличении нагрузки (кривая 2). При этом величина  $J_C$  после разгрузки значительно выше исходной (на ~25%) и практически не зависит от значения предварительно прикладываемого напряжения в широких пределах. Лишь на заключительном этапе нагружения (выше макроупругой области) величина  $J_C$  после разгрузки начинает снижаться, оставаясь все же выше значения  $J_C$  в нагруженном состоянии. Изменение  $T_C$  под нагрузкой происходит монотонно (кривая 3). Снижение  $T_C$  при  $\sigma \cong \sigma_B$  составляет 7,3% ( $\Delta T_C=1,35$  К). Измерения  $T_C$  после разгрузки образца, предварительно нагружавшегося в широком диапазоне значений  $\sigma$ , показали практически отсутствие изменения этой характеристики (кривая 4).

Существенное влияние на характер зависимости  $J_C(\sigma)$  оказывает изменение диаметра провода и режима термообработки [53].

Из рис.15 следует, что для проводника диаметром 1 мм, содержащего 14641 жилу, эффект увеличения  $J_C$  с нагрузкой составляет ~15% (кривые 1,3),



тогда как для проводника диаметром 0,5 мм  $J_c$  не изменяется при возрастании  $\sigma$  до предела упругости (кривые 2,4). Влияние длительности реакционного отжига на степень деградации  $J_c$  иллюстрирует рис.16, из которого следует, что при одинаковых нормированных напряжениях (вплоть до  $\sigma/\sigma_B=0,85$ ) степень деградации критического тока снижается при увеличении времени отжига [53].

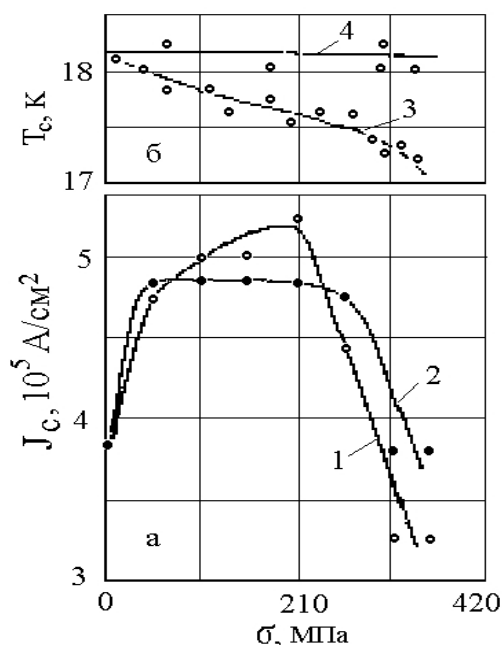


Рис. 14. Изменения  $J_c$  (1, 2) и  $T_c$  (3, 4) под действием растягивающей нагрузки при 4,2 К (1, 3) и после разгрузки (2, 4) для многожильного ( $n=7225$ ) провода  $Nb_3Sn$  в бронзовой матрице [52]

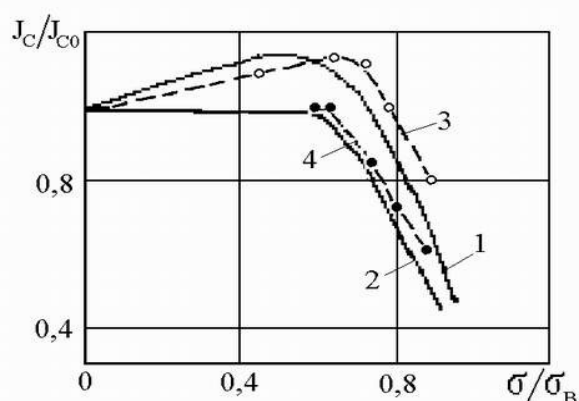


Рис. 15. Относительное изменение критического тока при 4,2 К в поперечном магнитном поле 7 Тл в зависимости от приведенного напряжения у стабилизированных проводов на основе  $Nb_3Sn$  диаметром 0,8 мм (1) и 0,5 мм (2) и числом сверхпроводящих жил 14641; (3), (4) – образцы в разгруженном состоянии [53]

Неоднозначность поведения  $J_c$  в данных условиях связана с различным объемным содержанием фазы  $Nb_3Sn$ . Для данного проводника объемное содержание фазы  $Nb_3Sn$  после отжига в течение 2 и

48 ч составляет 10 и 15%, соответственно. В проводнике на основе  $Nb_3Sn$ , изготовленных по бронзовой технологии, слои интерметаллида подвергаются аксиальным сжимающим напряжениям, возникаю-

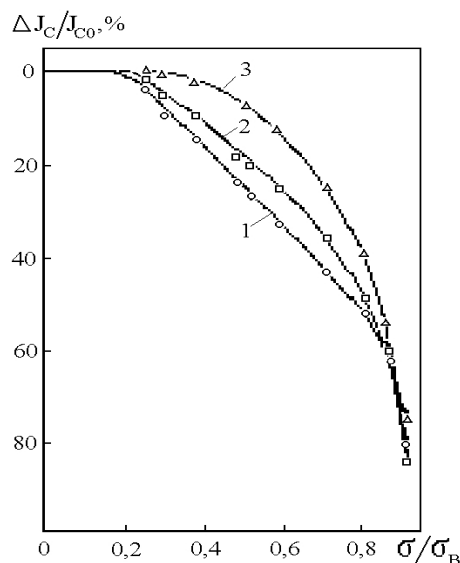


Рис. 16. Относительное изменение критического тока при 4,2 К в поперечном магнитном поле 7 Тл в зависимости от приведенного напряжения у нестабилизированного провода на основе  $Nb_3Sn$  диаметром 1,0 мм, прошедшего отжиг при 750° С в течение 2, 16 и 48 ч – кривые (1), (2) и (3), соответственно [53]

щим при охлаждении гетерофазной структуры до 4,2 К вследствие более высокого (в ~2,5 раза) коэффициента термического расширения бронзовой матрицы по сравнению с соединением  $Nb_3Sn$ . При воздействии растягивающих нагрузок происходит компенсация напряжений, что приводит к возрастанию критического тока в большей мере у композита с меньшим содержанием фазы  $Nb_3Sn$ . Максимальное увеличение  $J_c$  реализуется при напряжениях, соответствующих порогу возникновения микротрещин. Дальнейшее увеличение  $\sigma$  приводит к разрушению слоя  $Nb_3Sn$  и вызывает необратимую деградацию токонесущей способности материала. При этом в случае, когда в композите объемное содержание высокотемпературной сверхпроводящей фазы (толщина слоя  $Nb_3Sn$ ) меньше, количество трещин, достигших критического размера при одинаковых приведенных напряжениях, и, следовательно, степень деградации  $J_c$ , будет больше.

Для ленточного композита, сверхпроводящая фаза в котором образуется при жидкофазной диффузии олова в ниобиевую матрицу, вследствие близости значений коэффициентов термического расширения Nb и  $Nb_3Sn$  уровень возникающих термических напряжений при охлаждении до 4,2 К будет ниже по сравнению с напряжениями в случае проводников, изготовленных по бронзовой технологии. Это приводит в случае ленточного композита к незначительному (~0,5%) максимальному эффекту увеличения  $T_c$  в макроупругой области при практически неизменяющейся намагниченности (рис.17в, а) [54].

Оценки показали, что подобное увеличение  $T_c$  связано с действием на слой  $Nb_3Sn$  растягивающих напряжений в чистом виде, что отличается от случая композита с бронзовой матрицей, находящегося в состоянии неравномерного всестороннего сжатия при  $T=4,2$  К. Наблюдающийся резкий спад намагниченности и  $T_c$  при напряжениях, превышающих предел упругости композитной ленты на  $\sim 60\%$ , обусловлен, как и в случае сверхпроводников в бронзовой матрице, возникновением микротрещин в слое  $Nb_3Sn$ .

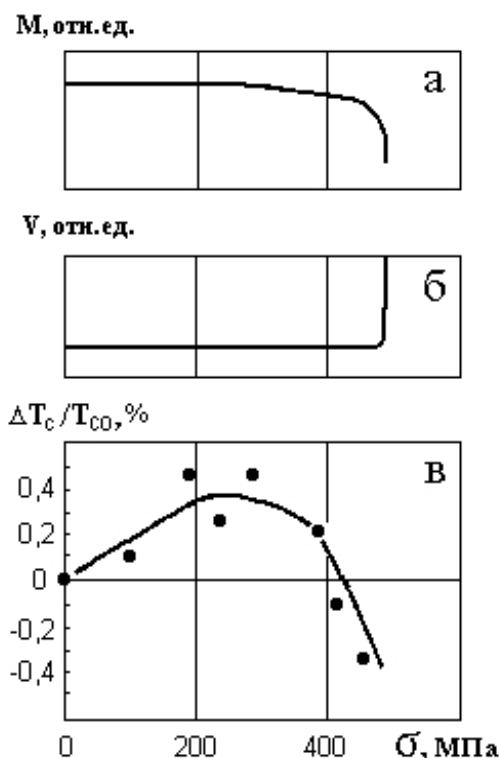


Рис. 17. Зависимости намагниченности  $M$  (а), потенциала  $V$  (б) и  $\Delta T_c / T_{c0}$  (в) ленточного сверхпроводящего композита на основе  $Nb_3Sn$ , полученного жидкофазной диффузией, от приложенной нагрузки при 4,2 К [54]

#### 4. ИЗМЕНЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПАРАМЕТРОВ КОМПОЗИТА НА ОСНОВЕ $Nb_3Sn$ ПРИ МАЛОИНТЕНСИВНОМ УЛЬТРАЗВУКОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Внутренние напряжения, присутствующие в композитах на основе  $Nb_3Sn$ , изготовленных по бронзовой технологии, как показано выше, снижают токонесущую способность при сравнительно невысоком объемном содержании фазы  $Nb_3Sn$ . Малоинтенсивное ультразвуковое (УЗ) воздействие является одним из методов релаксации внутренних напряжений в материалах [57]. В работах [58,59] были проведены исследования влияния малоинтенсивного УЗ облучения в широком интервале температур (4,2-300 К) на изменение комплекса физико-механических (в том числе сверхпроводящих) характери-

стик проводника с 55 жилами  $Nb_3Sn$ , составляющими 10% объемной доли композита.

Зависимость механических характеристик и прироста  $T_c$  от температуры УЗ облучения  $T_{УЗ}$  представлена на рис.18 [58].

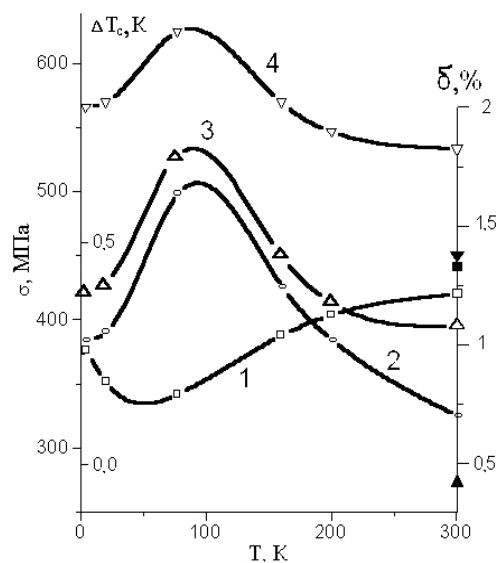


Рис. 18. Зависимости механических свойств и  $\Delta T_c$  от температуры ультразвукового воздействия многожильного ( $n=55$ ) сверхпроводящего провода на основе  $Nb_3Sn$ : (1) – условный предел текучести  $\sigma_{0.2}$ ; (2) –  $\Delta T_c$ ; (3) – удлинение до разрушения  $\delta$ ; (4) – предел прочности  $\sigma_b$ . Заштрихованные значки соответствуют характеристикам материала в исходном состоянии [58]

Существенное увеличение  $T_c$  и механической устойчивости композита характерно для всего интервала  $T_{УЗ}$ . При этом максимальный эффект соответствует  $T_{УЗ}=77$  К. Выявлено также снижение величины относительного электросопротивления  $R_{300K}/R_{18K}$  (коррелирующее с изменением  $T_c$ ), свидетельствующее об уменьшении степени искаженности материала, что является следствием релаксации межатомных термических напряжений. Поведение  $J_c$  в интервале  $2,8 \leq H \leq 6,8$  Тл ( $H$  – магнитное поле) иллюстрирует рис.19 [59], из которого следует увеличение токонесущей способности в результате УЗ воздействия, причем эффект относительного увеличения  $J_c$  нарастает с ростом поля и составляет  $\sim 30\%$  для  $T_{УЗ}=77$  К при  $H \approx 7$  Тл. Максимальное изменение комплекса физических характеристик после озвучивания при 77 К может быть связано как с особенностями температурного хода упругих модулей материала, так и с тем обстоятельством, что при более низких температурах воздействию подвергается фаза уже с тетрагональной решеткой. Согласно [60] в  $Nb_3Sn$  при  $T \approx 43$  К происходит фазовый переход Баттермана-Баррета, что может сказаться на протекании релаксационных процессов. Выполненный анализ показал, что в данном случае увеличение силы пиннинга, связанное с усилением взаимодействия вихрей с границей зерен  $Nb_3Sn$  при рассеянии электронов на границе, обусловлено, в частности, увеличением  $T_c$ . Таким образом, рост  $J_c$  композита  $Nb_3Sn$  в результате ре-

лаксирующего УЗ воздействия вызван микросдвиговой релаксацией и повышением  $T_C$ . Данный вывод соответствует существующим представлениям о возможности усиления токонесущей способности композита при увеличении степени совершенства сверхпроводящей фазы  $Nb_3Sn$ .

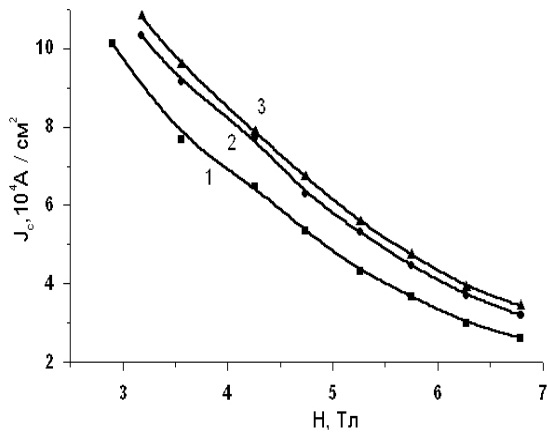


Рис. 19. Зависимости  $J_C$  от  $H$  многожильного ( $n=55$ ) сверхпроводящего провода на основе  $Nb_3Sn$ : (1) – исходный образец; (2) – после малоинтенсивного ультразвукового облучения при 300 К; (3) – после малоинтенсивного ультразвукового облучения при 77 К [59]

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрено влияние низкотемпературной пластической деформации на  $T_C$  моноатомных сверхпроводников с различным типом кристаллической решетки: тетрагональной (In, Sn), ОЦК (V, Nb), ГПУ (Zr). Наблюдаемое сильное увеличение  $T_C$  переходных металлов V, Nb, Zr связано с возникновением специфических дефектов кристаллической решетки в местах локализации пластической деформации, прежде всего границ двойников. Максимальный эффект относительного увеличения  $T_C$  достигается для слабосвязанного сверхпроводника циркония. Дислокации и границы двойников, фрагментов обуславливают появление мягких фононных мод и усиление ЭФВ, приводящее к росту  $T_C$ . Определенный вклад в увеличение  $T_C$  могут вносить упорядоченно расположенные точечные дефекты, прежде всего межузельные атомы. Для Sn с деформационными двойниками установлено не характерное для совершенных кристаллов аномальное смягчение спектра ЭФВ, вызывающее локальное повышение  $T_C$  вблизи плоскости двойникования  $\delta T_C \sim T_C$ .

Анализ показал, что для ниобия с высокой плотностью равномерно распределенных дислокаций хорошо соответствуют экспериментальные данные и результаты расчета притяжения электронов вследствие собственных колебаний дислокационных линий в канавках пайерлсовского потенциального рельефа.

Количественные расчеты ряда микроскопических характеристик Nb с деформационными дефектами свидетельствуют, что в усилении сверхпроводимости Nb с дислокациями доминирующую роль

играет увеличение анизотропии поверхности Ферми, сопровождающееся сужением d-зоны и размягчением фононного спектра.

Рассмотрено изменение характера полевых зависимостей плотности критического тока и объемной силы пиннинга ниобия и ванадия, деформированных при низких температурах. «Аномальное» снижение  $J_C$  и  $F_P$  в нулевом и малых магнитных полях вызвано усилением термомагнитной неустойчивости в местах локализации пластической деформации вблизи границ двойников, где протекают локальные критические токи, составляющие ~20% тока распаривания для каждого металла.

Проведен анализ результатов исследований изменений сверхпроводящих параметров проводников на основе сплава Nb-Ti и соединения  $Nb_3Sn$  в условиях приложения растягивающего напряжения при 4,2 К. Для ниобий-титановых сверхпроводников наблюдается эффект обратимого снижения  $J_C$  и  $T_C$  под нагрузкой, увеличивающийся с ростом числа жил в проводнике и напряженности магнитного поля, обусловлен упругим мартенситным превращением. Пороговое напряжение этого превращения линейно уменьшается при увеличении магнитного поля. Эффекты изменения под нагрузкой характеристик сверхпроводимости композиционных сверхпроводников на основе соединения  $Nb_3Sn$ , изготовленных по «бронзовой» технологии, существенно зависят от конструкции проводников и режимов синтеза фазы  $Nb_3Sn$ . Для композитов с низким содержанием  $Nb_3Sn$  характерно немономонное изменение  $J_C$  с ростом нагрузки. Локальный максимум в упругой области, величина которого повышается при снижении объемного содержания фазы  $Nb_3Sn$ , обусловлен компенсацией термических сжимающих напряжений. При увеличении содержания  $Nb_3Sn$  такой максимум исчезает. Необратимая деградация  $J_C$  и  $T_C$ , возникающая при определенных значениях напряжения, связана с появлением микротрещин в слоях  $Nb_3Sn$ . Для ленточных сверхпроводников, полученных методом жидкофазной диффузии, в макроупругой области, в отличие от проволоки, изготовленной по «бронзовой» технологии, характерно незначительное увеличение  $T_C$ . При этом изменение намагниченности отсутствует. Трещины в зернах сверхпроводящей фазы, появляющиеся при дальнейшем росте нагрузки, вызывают необратимую деградацию характеристик сверхпроводимости.

Установлено, что для композита на основе соединения  $Nb_3Sn$  малоинтенсивное ультразвуковое облучение существенно улучшает комплекс сверхпроводящих и механических характеристик вследствие релаксации внутренних напряжений термической природы.

Авторы выражают благодарность П.А. Березняку и В.И. Мирному за обсуждение результатов и ценную помощь.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Хоткевич. Автореферат... д.ф.-м.н., Харьков, 1952.
2. М.Б. Лазарева, Я.Д. Стародубов. Влияние искажений кристаллической решетки на температуру сверхпроводя-

- щего перехода индия // *Украинский физический журнал*. 1974, Т.19, № 2, с. 318-321.
3. И.А.Гиндин, М.Б.Лазарева, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов. Особенности изменения  $T_c$  ванадия, деформированного при 4,2 К // *21-е Всесоюз. совещание по физике низких температур. Тез. докл.* Харьков, 1980, ч.1, с.292-293.
  4. И.А.Гиндин, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов, М.Б.Лазарева. // *22-е Всесоюз. совещание по физике низких температур. Тез. докл.* Кишинев, 1982, ч.1, с.75-76.
  5. И.А.Гиндин, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов, М.Б.Лазарева. О влиянии механического двойникования на  $T_c$  ванадия // *Физика низких температур*. 1982, т.8, № 6, с. 643-649.
  6. В.К.Аксенов, И.А.Гиндин, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов. О влиянии дефектов, возникающих при низкотемпературной деформации, на  $T_c$  ниобия // *Физика низких температур*. 1985, т.11, № 1, с. 93-96.
  7. В.К.Аксенов, И.А.Гиндин, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов. Критические поля и дефектная структура сверхпроводящего ванадия, деформированного при 4,2 К // *Физика низких температур*. 1987, т.12, № 4, с. 357-364.
  8. В.К.Аксенов, И.А.Гиндин, Б.Г.Лазарев, О.П.Леденев, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов, В.П.Фурса. Влияние низкотемпературной деформации на структуру и  $T_c$  циркония // *Металлофизика сверхпроводников. Тез. конф.* Киев, 1986, ч.III, с.383-384.
  9. В.К.Аксенов, И.А.Гиндин, Б.Г.Лазарев, О.П.Леденев, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов, В.П.Фурса. Влияние пластической деформации при 4.2 К на структуру и температуру сверхпроводящего перехода циркония // *Физика низких температур*. 1993, т.19, № 11, с. 1187-1190.
  10. В.К.Аксенов, И.Ф.Борисова, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов. Влияние особенностей дефектной структуры на сверхпроводящие свойства монокристаллов ниобия // *Физика низких температур*. 1993, т.19, № 10, с. 1077-1082.
  11. В.К.Аксенов, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов. Дислокационное увеличение температуры сверхпроводящего ниобия // *Физика низких температур*. 1993, т.19, № 10, с. 1083-1086.
  12. В.И.Соколенко. Автореферат ... к.ф.-м.н. Харьков, 1991.
  13. Н.Е.Алексеевский, М.Н.Михеева, Н.А.Тулина. Сверхпроводящие свойства рения // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1967, т.52, вып.4, с.875-881.
  14. А.В.Хоткевич, И.К.Янсон, М.Б.Лазарева, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов. Спектр электрон-фононного взаимодействия вблизи плоскости двойникования в олове // *26-е Всесоюз. совещание по физике низких температур. Тез. докл. Секция: Электронные явления при низких температурах.* Донецк, 1990, с.169-170.
  15. A.V.Khotkevich, I.K.Yanson, M.B.Lazareva, V.I.Sokolenco, Ya.D.Starodubov. Effect of coherent twin boundaries on the electron-phonon interaction in single crystals of tin // *Physica B*. 1990, vol.165&166, p.1589-1590.
  16. А.В.Хоткевич, И.К.Янсон, М.Б.Лазарева, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов. Влияние плоскостей двойникования на спектр электрон-фононного взаимодействия в олове // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1990, т.98, вып.5(11), с.1672-1679.
  17. И.Н.Хлостиков, А.И.Буздин. Локализованная сверхпроводимость в двойниковых металлических кристаллах // *Успехи физических наук*. 1988, т.155, вып.1, с.47-88.
  18. V.Paidar. Lokal density of electronic states at the core of the screw dislocation in B.C.C. lattice // *Phys. Status Solidi (b)*. 1981, vol.103, k93-97.
  19. Э.А.Канер, Э.П.Фельдман. Дислокационные зоны электронного энергетического спектра // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1971, т.61, вып.1(7), с.419-432.
  20. А.М.Косевич. *Физическая механика реальных кристаллов*. Киев: Наукова думка, 1984.
  21. Г.О.Зайцев. О влиянии дислокаций на эффективную массу электронов в металле // *Физика твердого тела*. 1980, т.22, с. 917-921.
  22. Р.О.Зайцев. О влиянии дислокаций на сверхпроводимость // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1968, т.54, вып.5, с.1445-1454.
  23. В.К.Аксенов, Н.А.Черняк, О.И.Волчок, А.В.Мац, Я.Д.Стародубов. Сверхпроводящие свойства ванадия после низкотемпературной деформации // *Физика низких температур*. 1998, т.24, № 3, с. 266-271.
  24. R.M.J.Cotterill. Does dislocation density have a natural limit? // *Phys. Letters*. 1977, vol.60A, № 1, p.61-62.
  25. В.С.Бойко. Математическое моделирование границ раздела в кристаллах и их взаимодействие с точечными дефектами // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: "Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение"*. 1980, вып.1, с.41-48.
  26. Э.А.Пашицкий. О механизме возрастания константы электрон-фононного взаимодействия при двойниковании олова // *23-е Всесоюз. совещание по физике низких температур. Тез. докл.* Таллин, 1984, ч.1, с.182-183.
  27. В.М.Набутовский, Б.Я.Шапино. Сверхпроводимость в системе взаимодействующих локализованных и делокализованных электронов // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1983, т.84, вып.1, с.422-431.
  28. В.С.Капитонов. Локализованная сверхпроводимость и таммовские состояния // *Вопросы квантовой теории поля и статистической физики (Записки научного семинара ЛОМИ)*. Ленинград: "Наука", 1986, вып.6, с.37-47.
  29. М.И.Суслов. О механизме сверхпроводимости плоскостей двойникования // *25-е Всесоюз. совещание по физике низких температур. Тез. докл.* Ленинград, 1986, ч.1, с.202-203.
  30. В.П.Набережных, Б.И.Силяков, Э.П.Фельдман, В.М.Юрченко. Повышение температуры сверхпроводящего перехода вблизи межкристаллитных границ при локализации на них упругих волн // *23-е Всесоюз. совещание по физике низких температур. Тез. докл.* Таллин, 1984, ч.1, с.184-185.
  31. В.П.Набережных, Б.И.Силяков, Э.П.Фельдман, В.М.Юрченко. Локализация упругих колебаний на межкристаллитных границах // *Поверхность. Физика, химия, механика*. 1986, № 5, с.21-30.
  32. В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов. Влияние дефектов кристаллической решетки на температуру сверхпроводящего перехода переходных металлов // *Физика низких температур*. 1993, т.19, № 9, с. 951-979.
  33. Ю.А.Косевич. Повышение  $T_c$  локализованной сверхпроводимости системой ступеней на когерентной границе двойника // *26-е Всесоюз. совещание по физике низких температур. Тез. докл.* Донецк, 1990, ч.1, с.234-235.

34. В.С.Оковит, Л.А.Чиркина. Особенности низкотемпературной релаксации в Nb, деформированном при 4,2-20 К // *Вопросы атомной науки и техники. Серия "Ядерно-физические исследования (Теория и Эксперимент)"*. 1990, вып.9(17), с.49-54.
35. Е.Г.Максимов. Влияние дефектов кристалла на критическую температуру сверхпроводящего перехода // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1969, т.57, вып.5(11), с.1660-1662.
36. В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов, Б.А.Мерисов, И.Ф.Борисова. Влияние деформационных дефектов на свойства ниобия в нормальном и сверхпроводящем состояниях // *Физика низких температур*. 1990, т.16, № 2, с. 246-253.
37. И.А.Гиндин, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов. Влияние деформации кручением при 4,2 К на изменение  $j_c$  и  $H_{c2}$  поликристаллического ванадия // *Материалы 2-го научного семинара "Металлофизика сверхпроводников"*. Киев, 1983, с.218-219.
38. В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов. Критические токи сверхпроводящего ванадия, деформированного кручением при 4,2 К // *Физика низких температур*. 1992, т.18, № 11, с. 1183-1186.
39. В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов, И.Ф.Борисова. Влияние двойников и дислокаций на критический ток и пиннинг монокристаллического ниобия // *30-е Совещание по физике низких температур. Тез. докл.* Дубна, 1994, ч.1, с.244-245.
40. V.I.Sokolenko, Ya.D.Starodubov and I.F.Borisova. Current-voltage characteristics, critical current and pinning force of heterogeneous monatomic superconductors // *Proc. 7th Intern. Workshop on Critical Currents in Superconductors (Ed. H.W.Weber)*. World Scientific, 1994, p.581-584.
41. В.К.Аксенов, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов. Влияние структурных дефектов, возникших в результате деформации при 4,2 К, на критический ток сверхпроводящего ниобия // *Физика низких температур*. 1996, т.22, № 7, с. 798-803.
42. V.I.Sokolenko, V.K. Aksenov, I.F.Borisova and Ya.D. Starodubov. "Anomalous" decrease of critical current in superconductors with deformation twins // *Czechoslovak Journal of Physics*. 1996, vol.46, Suppl. S2, p.879-880.
43. Р.И.Гарбер, Б.Г.Лазарев, Л.С.Лазарева, И.М.Михайловский, Н.Н.Сидоренко. Автоионномикроскопическое изучение микроструктуры сверхпроводящих деформируемых сплавов на основе ниобия // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1972, т.63, вып.4, с.1359-1362.
44. Б.Г.Лазарев, В.А.Ксенофонтов, И.М.Михайловский, О.А.Великодная. Наноструктура сверхпроводящего сплава ниобий-титан // *Физика низких температур*. 1998, т.24, № 3, с. 272-277.
45. D.C.Larbalestier and A.W. West. New perspectives on flux pinning in niobium-titanium composite superconductors // *Acta Metall.* 1984, vol.32, 11, p.1871-1881.
46. P.J.Lee and D.C.Larbalestier. Development of nanometer scale structures in composites of Nb-Ti and their effect on the superconducting critical current density // *Acta Metall.* 1987, vol.35, 10, p.2523-2536.
47. О.В.Черный, Г.Ф.Тихинский, Г.Е.Сторожиков, М.Б.Лазарева, Л.А.Корниенко, Н.Ф.Андреевская, В.В.-Слезов, В.В.Сагалович, Я.Д.Стародубов, В.И.Савченко. Ниобий-титановые сверхпроводники с высокой токоне-  
сущей способностью // *Сверхпроводимость: Физика, химия, техника*. 1991, т.4, № 8, с.1617-1623.
48. Л.С.Лазарева, Б.Г.Лазарев, В.А.Полтавец, Н.А.Черняк. Лента Nb<sub>3</sub>Sn с высокими критическими токами // *Труды конференции по техническому использованию сверхпроводимости (Алушта, 1975), т.4. Сверхпроводящие материалы*. Москва, "Атомиздат", 1977, с.80-82.
49. В.М.Пан, В.Г.Прохоров, А.С.Шпигель. *Металлофизика сверхпроводников*. Киев: "Наукова думка", 1981.
50. И.А.Гиндин, М.Б.Лазарева, Я.Д.Стародубов, М.П.Старолат. Устройство для исследования электрических и магнитных свойств сверхпроводящих материалов под нагрузкой // *Вопросы атомной науки и техники. Серия "Фундаментальная и прикладная сверхпроводимость"*. 1976, вып.1(4), с.62-63.
51. М.Б.Лазарева, Я.Д.Стародубов, М.П.Старолат. Особенности зависимости критической температуры сверхпроводимости проводников из сплава Nb-60 ат.% Ti от растягивающей нагрузки // *Вопросы атомной науки и техники. Серия "Фундаментальная и прикладная сверхпроводимость"*. 1977, вып.1(5), с.23-25.
52. И.А.Гиндин, М.Б.Лазарева, Я.Д.Стародубов, М.П.Старолат, В.Ф.Гоголя, А.П.Голубь, В.И.Соколенко, А.Д.Никулин. Влияние растягивающей нагрузки на критические токи и температуры сверхпроводящих проводов // *Вопросы атомной науки и техники. Серия "Атомное материаловедение"*. 1981, вып.1(7), с.38-41.
53. И.А.Гиндин, Я.Д.Стародубов, М.Б.Лазарева, В.М.-Горбатенко, А.Д.Никулин, А.П.Голубь, А.Е.Воробьева, А.К.Шиков. Влияние механических напряжений на критический ток сверхпроводящих проводов на основе сплава Nb-50 и соединения Nb<sub>3</sub>Sn // *Вопросы атомной науки и техники. Серия "Атомное материаловедение"*. 1987, вып.2(25), с.43-45.
54. И.А.Гиндин, Б.Г.Лазарев, М.Б.Лазарева, В.А.Полтавец, В.И.Соколенко, Л.С.Лазарева, Я.Д.Стародубов, В.М.Горбатенко. Влияние растягивающих нагрузок на критическую температуру и намагниченность ленты Nb<sub>3</sub>Sn // *Вопросы атомной науки и техники. Серия "Общая и ядерная физика"*. 1981, вып.3(17), с.19-21.
55. В.С.Бойко, А.М.Косевич. Об обратимом изменении параметров традиционных и высокотемпературных гетерофазных сверхпроводников под действием механической нагрузки // *Физика низких температур*. 1989, т.15, № 5, с. 514-517.
56. В.С.Бойко, М.Б.Лазарева, Я.Д.Стародубов, О.В.Черный, В.М.Горбатенко. Дegrадация критического тока сверхпроводящих ниобий-титановых сплавов во внешних магнитных полях под нагрузкой // *Физика низких температур*. 1992, т.18, № 2, с. 121-125.
57. А.В.Кулемин. *Ультразвук и диффузия в металлах*. Москва: "Металлургия", 1978.
58. Г.Н.Малик, В.И.Соколенко, Я.Д.Стародубов, М.А.Тихоновский, М.М.Олексиенко. Влияние ультразвукового воздействия на механические свойства и T<sub>c</sub> композита на основе Nb<sub>3</sub>Sn // *Вопросы атомной науки и техники. Серия "Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент)"*. 1992, вып.2(23), с.64-66.
59. V.I.Sokolenko, Ya.D.Starodubov, G.N.Malik, M.A.Tikhonovskij, M.M.Oleksienko. Effects of ultrasonic irradiation on superconducting and mechanical properties of the Nb<sub>3</sub>Sn-based composite // *Cryogenics*. 1992, vol.32, ICMC Suppl., p.637-340.

60. Л.Тестарди, М.Вигнер, И.Гольдберг. Сверхпроводящие соединения со структурой  $\beta$ -вольфрама. Москва: "Мир", 1977.