

Пиннинг и критические токи гетерогенных сверхпроводников в различных структурных состояниях

В.И. Соколенко¹, В.И. Карась^{1,2}

¹Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт» Национальной академии наук Украины, ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина

²Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина

E-mail: vsokol@kipt.kharkov.ua

karas@kipt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 10 октября 2017 г., опубликована онлайн 25 января 2018 г.

Показано увеличение критических токов композиционного сверхпроводника на основе Nb₃Sn в результате малоинтенсивного ультразвукового воздействия (УЗВ). В рамках механизма взаимодействия вихря с границей зерна, основанного на рассеянии электронов на границе, снижение сжимающих напряжений в слое Nb₃Sn при УЗВ приводит к росту элементарной силы пиннинга за счет уменьшения длины когерентности, увеличения температуры сверхпроводящего перехода и коэффициента электронной теплоемкости. Показано, что для монокристаллического ниобия с высокой плотностью равномерно распределенных дислокаций в полях, близких к H_{c2} , полевая зависимость объемной силы пиннинга соответствует системе эффективных точечных центров, удовлетворяющей критерию разреженности. Взаимодействие первого порядка вихря с такими центрами пиннинга существенно превышает характеристику взаимодействия вихря с единичной винтовой и краевой дислокациями.

Показано збільшення критичних струмів композиційного надпровідника на основі Nb₃Sn в результаті малоінтенсивного ультразвукового впливу (УЗВ). В рамках механізму взаємодії вихору з межею зерна, заснованого на розсіянні електронів на межі, зниження напружень, що стискають, в шарах Nb₃Sn при УЗВ призводить до зростання елементарної сили пінінгу за рахунок зменшення довжини когерентності, збільшення температури надпровідного переходу і коефіцієнта електронної теплоємності. Показано, що для монокристалічного ніобію з високою щільністю рівномірно розподілених дислокацій в полях, близьких до H_{c2} , польова залежність об'ємної сили пінінгу відповідає системі ефективних точкових центрів, що задовольняє критерію розрідженості. Взаємодія першого порядку вихору з такими центрами пінінгу істотно перевищує характеристику взаємодії вихору з одиничною гвинтовою і крайовою дислокаціями.

PACS: 62.30.+d Механические и упругие волны; вибрации;

74.25.F– Транспортные свойства;

74.62.Dh Влияние дефектов кристаллической структуры, допирования и примесей замещения.

Ключевые слова: ультразвуковое воздействие, композиционный сверхпроводник, сила пиннинга, критические токи.

1. Введение

В юбилейном номере журнала, посвященном 90-летию со дня рождения академика И.М. Дмитренко — яркого представителя научной школы академика Б.Г. Лазарева, — внесшего большой вклад в развитие низкотемпературной физики твердого тела и сверхпроводимости, авторы статьи хотели бы привести результаты решения одной из задач физики сверхпроводников II рода.

Композиты, включающие несверхпроводящую матрицу, содержащую протяженные нитевидные или слоистые элементы из сверхпроводящих сплавов или соединений, и металлические сверхпроводники II рода с различными типами дефектов кристаллической решетки относятся к классу гетерогенных сверхпроводников. Представители данного класса обладают высокими критическими параметрами сверхпроводимости [1–3].

Для интерметаллидов со структурой A-15 значения таких характеристик, как температура сверхпроводящего перехода T_c и второе критическое поле H_{c2} , определяются особенностями их электронных и фононных спектров и электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) [4]; критические токи J_c существенно зависят от структурно-фазового состава, связанного с режимами воздействий, применяемых при получении сверхпроводящих композитов [5–7]. Реакционные отжиги осуществляются при температурах, существенно превышающих рабочие температуры (криогенных жидкостей). При охлаждении в интервале температур 1000–4,2 К бронзовая матрица, Nb_3Sn и Nb сжимаются на 1,82, 0,77 и 0,71 % соответственно [8], откуда следует, что сверхпроводящая фаза испытывает действие сжимающих напряжений со стороны матрицы. Различие сжимаемости компонентов композита приводит к возникновению сложной эпюры термических напряжений, влияющих на значения важнейших характеристик сверхпроводимости и механическую устойчивость.

Связанное с воздействием напряжений изменение критических параметров сверхпроводимости характеризуют следующие данные. У монокристаллов Nb_3Sn с кубической [9] и тетрагональной [10] решетками, проволок и лент с диффузионными слоями Nb_3Sn [11–13], поликристаллического сплава [14] наблюдается снижение T_c при гидростатическом и одноосном сжатии, растяжении, изгибе. Удаление бронзовой оболочки у проволочных образцов приводит к повышению T_c [15,16]. Сжимающие напряжения для данного соединения вызывают также снижение H_{c2} [17] и J_c [18,19].

Для понижения уровня внутренних напряжений в гетерогенных системах могут быть использованы методы воздействия знакопеременными напряжениями сравнительно низкого уровня (ниже усталостной прочности) [20]. В этом случае возможна реализация процессов микропластической деформации, прежде всего в отдельных микрообъемах кристалла, где существуют локальные пиковые напряжения термической природы. Учитывая сказанное выше, представляет интерес исследование механизмов, контролирующих изменение критических сверхпроводящих параметров композита на основе Nb_3Sn в результате малоинтенсивных ультразвуковых воздействий (УЗВ).

Элементарные сверхпроводники II рода — хорошие модельные объекты для экспериментального изучения критических токов и механизмов пиннинга вихрей применительно к различным типам дефектов кристаллической решетки. В [21] было показано, что деформация прокаткой при $T = 20$ К на «среднюю» степень монокристаллического образца ниобия приводит к его трансформации в гетерогенный сверхпроводник с равномерно распределенными дислокациями высокой плотности ($\approx 13 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$) в средней части и более сложной структурой в приповерхностных слоях вследствие процессов

ротационной пластичности. Наблюдаемая более низкая токнесущая способность в области малых полей и полей вблизи H_{c2} для образцов Nb с гетерогенными структурами по сравнению со структурой в виде равномерно распределенных дислокаций связана с усилением термомагнитной неустойчивости в приповерхностных слоях в микрообъемах, содержащих границы фрагментов [22]. Представляет интерес установить механизм пиннинга в монокристаллическом Nb, характеризующемся высокой токнесущей способностью, со структурой в виде равномерно распределенных дислокаций.

2. Образцы и методы исследований

В проволочных образцах композиционного сверхпроводника на основе Nb_3Sn диаметром 0,5 мм в результате термомеханических воздействий Nb, входивший 55 жилами в бронзовую матрицу, частично превращался в интерметаллид Nb_3Sn (10 % объема композита) [23]. В исходном состоянии композиционный сверхпроводник характеризовался $T_{c0} = 16,0$ К, отношением электросопротивлений $R_{300 \text{ К}}/R_{18 \text{ К}} = 41,7$ и условным пределом текучести $\sigma_{02} = 450$ МПа, измеренным в условиях растяжения при 300 К. Ультразвуковое воздействие осуществлялось с частотой $\sim 18,5$ кГц и экспозицией 20 мин в интервале температур 4,2–300 К по методике, описанной в [24]. Для использованной амплитуды ультразвуковых колебаний (≈ 1 мкм) оценка интенсивности УЗВ в соответствии с [25] составила ≈ 15 Вт/см², что позволяет считать УЗВ в указанном режиме малоинтенсивным.

Образцы монокристаллического ниобия с $T_{c0} = 9,15$ К и остаточным удельным сопротивлением $\rho_{n0} = 0,937$ мкОм·см представляли собой прямоугольные параллелепипеды (25×2,5×0,5 мм). Деформация прокаткой осуществлялась в среде жидкого водорода; направление прокатки было близким (100), а плоскость — (001).

Критические параметры сверхпроводимости образцов измерялись в поперечных магнитных полях по методикам, представленным в [26].

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Исследование композиционного сверхпроводника на основе Nb_3Sn

Таблица 1 характеризует изменения T_c и $R_{300 \text{ К}}/R_{18 \text{ К}}$ вследствие УЗВ при различных температурах. Видно, что УЗВ приводит к увеличению T_c во всем температурном интервале с максимумом при $T_{us} = 77$ К, коррелирующим с максимальным приростом величины $R_{300 \text{ К}}/R_{18 \text{ К}}$.

В табл. 2 представлены значения критических токов в интервале магнитных полей $5,3 \text{ Тл} \leq B \leq 6,8 \text{ Тл}$, а также предела текучести сверхпроводящего композита в исходном состоянии и после ультразвукового воздействия.

Из таблицы следует, что УЗВ приводит к росту J_c и снижению σ_{02} , причем воздействие ультразвука при $T = 77$ К более эффективно, чем при 300 К.

Таблица 1. Значения приростов температуры сверхпроводящего перехода и отношений электросопротивления композиционного сверхпроводника на основе Nb_3Sn в результате ультразвуковых воздействий при различных температурах

T_{us} , К	300	183	77	20	4,2
ΔT_c , К	0,15	0,40	0,57	0,35	0,20
$\Delta(R_{300\text{ К}}/R_{18\text{ К}})$, %	5,28	18,06	34,12	27,10	20,62

Таблица 2. Критические токи и предел текучести композиционного сверхпроводника на основе Nb_3Sn в исходном состоянии и после ультразвукового воздействия при 77 и 300 К

Состояние	σ_{02} , МПа	J_c , 10^4 А/см ²		
		$B = 5,3$ Тл	$B = 6,3$ Тл	$B = 6,8$ Тл
Исходное	450	4,33	3,00	2,53
$T_{us} = 77$ К	340	5,60	4,01	3,46
$T_{us} = 300$ К	410	5,33	3,73	3,25

Отметим, что для композита, содержащего нитевидные включения хрупкой фазы Nb_3Sn в пластичной бронзовой матрице, величина σ_{02} , определяемая при растяжении, соответствует началу пластического течения именно в матрице и зависит от уровня сжимающих напряжений, образующихся вследствие различия коэффициентов термического расширения бронзы и Nb_3Sn [8]. Ясно, что увеличение T_c и J_c в результате УЗВ следует отнести к заметному уменьшению уровня внутренних сжимающих напряжений, о чем свидетельствует снижение σ_{02} . Максимальное увеличение T_c при $T_{us} = 77$ К может быть связано как с особенностями температурного хода упругих модулей Nb_3Sn [27], так и с тем обстоятельством, что при более низких температурах воздействию подвергается фаза уже с тетрагональной решеткой. Согласно [28], для Nb_3Sn при $T = 43$ К происходит фазовый переход Баттермана–Баррета, что может сказаться на протекании релаксационных процессов.

Наблюдаемый эффект увеличения J_c при снижении уровня сжимающих напряжений находится в соответствии с результатами работы [29], в которой представлены данные о том, что для проволочных композитов на основе Nb_3Sn , вне зависимости от конструкции, экспериментальные точки укладываются на спадающие зависимости $J_c(\epsilon_0)$ (ϵ_0 — деформация).

В соответствии с имеющимися представлениями о природе критических токов в Nb_3Sn пиннинг вихревой решетки существенно определяется взаимодействием вихрей с границами зерен [30]. Выделяют три возможных механизма взаимодействия [31]: между полями деформации границы и полями напряжений вихревой решетки; кристаллически-анизотропное взаимодействие и

взаимодействие вследствие рассеяния электронов на границе. Важнейшим является последний из указанных механизмов взаимодействия. В рамках подхода, основанного на формализме возмущений в теории Гинзбурга–Ландау, выражение для фурье-образа элементарной силы пиннинга, обусловленного электронным рассеянием, имеет вид [31]

$$(\hat{f})_{es} = \frac{\sqrt{2\pi}}{3}(1-b)\mu_0 H_c^2 g_1 \frac{\Delta \kappa}{\kappa}(g_1), \quad (1)$$

где g_1 — кратчайший вектор обратной решетки, $b \cong H/H_{c2}$, $\frac{\Delta \kappa}{\kappa}(g_1)$ — одномерный фурье-образ относительного изменения параметра Гинзбурга–Ландау как функция расстояния от границы зерна, H_c — термодинамическое критическое поле.

В нашем случае УЗВ не приводит к изменению общей площади границ зерен, поэтому изменение объемной силы пиннинга и J_c следует увязать с изменением элементарной силы пиннинга. Используя выводы теории БКШ, теории ГЛ сверхпроводников II рода и эффекты электрон-фононного взаимодействия, можно выразить величины H_c , H_{c2} , T_c и κ через параметры сверхпроводника в нормальном состоянии [30,32,33]:

$$H_c \cong 4,39^{1/2} T_c (1 - T/T_c), \quad (2)$$

$$\kappa \cong k_0 + 7,5 \cdot 10^3 \rho_0 \vartheta^{1/2} (1 + 1,3 \ell_{tr} / \xi_0), \quad (3)$$

$$\xi_0 = \frac{1,38 \cdot 10^4 V_F}{(1 + \lambda) T_c}, \quad (4)$$

$$H_{c2} \sim \rho_0 \vartheta T_c (1 + 1,3 \ell_{tr} / \xi_0) (1 - T/T_c). \quad (5)$$

Здесь ρ_0 — удельное электросопротивление, ℓ_{tr} — длина свободного пробега электронов, ξ_0 — длина когерентности, ϑ — коэффициент электронной теплоемкости, V_F — фермиевская скорость. Из выражений (1)–(5) следует, что увеличение элементарной силы пиннинга может быть связано с изменениями T_c , ρ_0 , ξ_0 и ϑ .

Нет оснований считать, что релаксация напряжений в результате малоинтенсивного УЗВ будет сопровождаться генерацией дефектов в решетке Nb_3Sn . Тогда имеем $\rho_0 = \text{const}$, $\ell_{tr} = \text{const}$ и при малых изменениях для приращений $\Delta \kappa$, $\Delta \vartheta$ и $\Delta \xi_0$ из (3) следует

$$\frac{\Delta \kappa}{\kappa} = \frac{\Delta \vartheta}{\vartheta} - \frac{\Delta \xi_0}{\xi_0}. \quad (6)$$

Рассмотрим изменения микроскопических параметров, соответствующие наблюдаемому увеличению T_c . Как известно, для сильно связанных сверхпроводников константа ЭФВ $\lambda = N(0) \langle J^2 \rangle / M \langle \omega^2 \rangle$ — основная величина, определяющая T_c . В этой формуле $N(0)$ — плотность состояний, $\langle J^2 \rangle$ — усредненный квадрат

матричного элемента ЭФВ, $\langle \omega^2 \rangle$ — среднеквадратичная частота, M — масса иона. В рамках модели Горькова структурных переходов в решетке Nb_3Sn взаимодействие одномерных цепочек атомов Nb, образующих трехмерный каркас, приводит к возникновению логарифмической особенности в электронной плотности состояний вблизи точки X [30,34]. При мартенситном переходе, сопровождаемом тетрагональной деформацией ОЦК решетки, в случае, когда уровень Ферми проходит через точку X , на участках поверхности Ферми, примыкающих к этой точке, возникает щель, что приводит к снижению плотности состояний и соответственно величина T_c должна снижаться [34]. Дополнительные сжимающие напряжения будут усиливать этот эффект. Есть экспериментальные свидетельства уменьшения коэффициента электронной теплоемкости в тетрагональной фазе [30]. Известно также, что для соединений А-15, как правило, снижение T_c соответствует увеличению дебаевской температуры Θ [30]. В свою очередь Θ коррелирует с усредненными характеристиками фононного спектра. В случае сжатия решетки происходит увеличение фермиевской скорости, в результате чего следует ожидать увеличение $\langle J^2 \rangle$. Таким образом, снижение λ под воздействием сжимающих напряжений будет происходить за счет уменьшения $N(0)$ и роста $\langle \omega^2 \rangle$, что превысит эффект от увеличения $\langle J^2 \rangle$. Соответственно, снятие упругих напряжений сжатия в результате УЗВ вызывает эффекты противоположного знака у величин $N(0)$, $\langle \omega^2 \rangle$ и $\langle J^2 \rangle$ и приводит к росту T_c , что наблюдается в эксперименте.

Из вида ξ_0 (4) следует, что снятие сжимающих напряжений вызывает уменьшение этой величины вследствие увеличения T_c и λ и снижения фермиевской скорости, что будет соответствовать положительному вкладу в изменение параметра Гинзбурга–Ландау к (6). Учитывая пропорциональную связь \mathcal{G} и плотности состояний на уровне Ферми $N(0)$, ясно, что увеличение \mathcal{G} происходит также вследствие роста $N(0)$, о чем шла речь выше.

Таким образом, снижение сжимающих напряжений в слое Nb_3Sn в результате УЗВ обуславливает рост элементарной силы пиннинга, связанной с электронным рассеянием на границах зерен (1), за счет увеличения T_c , \mathcal{G} и уменьшения ξ_0 . Корреляция T_c и \mathcal{G} с элементарной силой пиннинга при уменьшении сжимающих напряжений соответствует, учитывая (5), корреляции этой силы со вторым критическим полем. Независимым подтверждением проведенного анализа является корреляция максимальных значений критического тока и H_{c2} [35].

3.2. Исследования монокристаллического ниобия

У образцов ниобия, деформированных прокаткой на «средние» степени (~40%) при $T = 20$ К, в силу специфики этого вида деформации, особыми элементами дефектной структуры в приповерхностных слоях являются дислокационные границы разориентации,

выявляемые на расстоянии 1,5–2 мкм от поверхности. При этом для средней части образца характерно равномерное распределение дислокаций высокой плотности ($N_d \approx 13 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$) [21].

При пропускании через сверхпроводник II рода нарастающего транспортного тока проникновение потока в объем происходит после превышения полем поверхностных токов первого критического поля. Максимальный градиент плотности вихрей будет связан с дислокационными границами разориентации, что обеспечивает протекание локальных критических токов плотностью j_c^{loc} , существенно превышающих характеристики микрообъемов с равномерно распределенными дислокациями в средней части образца.

В определенных условиях критическое состояние становится неустойчивым к малым возмущениям различной физической природы и процесс проникновения магнитного потока в сверхпроводник приобретает лавинообразный характер [36,37]. Возникающая термомагнитная неустойчивость (ТМН) представляет собой развивающееся связанным образом возмущение температуры и электромагнитного поля и приводит к снижению токонесущей способности. Критерием адиабатической устойчивости критического состояния сверхпроводника является параметр β , характеризующий его спонтанный разогрев, вызванный малым внешним возмущением [36]:

$$\beta = \frac{\mu_0 L^2 j_c}{C_p} \left| \frac{\partial j_c}{\partial T} \right|, \quad (7)$$

где L — характерный масштаб изменения электрического поля в образце; C_p — теплоемкость; j_c — плотность критического тока; μ_0 — магнитная проницаемость. Параметр β представляет собой отношение плотности магнитной энергии к «запасу» энтальпии сверхпроводника [37]. Критическое состояние устойчиво при условии $\beta < 1$.

Из выражения (7) в случае плоской геометрии в модели критического состояния Бина следует оценка ограничения максимальной величины перепада индукции в образце B_j в виде [22]

$$\Delta B < B_j \sim \left\{ \mu_0 C_p (T_c - T_0) \right\}^{1/2}, \quad (8)$$

где ΔB — максимальная величина перепада индукции; $T_0 = \text{const}$, T_c — критическая температура.

В соответствии с механизмом дислокационного увеличения температуры сверхпроводящего перехода $\Delta T_c \sim N_d$ [38]. В случае флуктуации малое возмущение со стороны микрообъема с большими значениями T_c и j_c^{loc} (области с фрагментированной структурой) будет индуцировать, согласно выражению (8), локальное превышение максимальной величины перепада индукции для соседнего микрообъема с более низкими значениями T_c и j_c^{loc} . В результате возникнет ТМН и макро-

скопическое разрушение сверхпроводимости, что проявляется в фиксируемом лавинообразном падении напряжения на вольт-амперных характеристиках.

Из рис. 1 следует, что монокристаллический ниобий с гетерогенным характером дефектной структуры (состояние после деформации прокаткой (кривая 1) и после утонения на 6,9 % (кривая 2)) характеризуется существенно более низкой токнесущей способностью в малых полях и полях $0,6 < b < 1$ по сравнению с однородной структурой в виде равномерно распределенных дислокаций, доминирующей во всем сечении образца после максимального уменьшения его толщины (кривая 3). Утонение образца также влияет на «хвосты» поверхностной сверхпроводимости при $b > 1$. Видно, что в этом случае значения критических токов для исходного состояния наибольшие (кривая 1) и уменьшаются при увеличении $\Delta h/h_0$. Более сильное «проседание» зависимости $J_c(b)$ после утонения на 6,9 % соответствует приросту T_c на 0,13 К по сравнению с характеристикой деформированного образца.

Известно, что магнитное поле транспортного тока проникает в объем сверхпроводника II рода в виде круговых и геликоидальных вихрей. Изучению влияния магнитных линий подобной природы на свойства сверхпроводников II рода посвящен ряд исследований. В частности, в [39] получена зависимость плотности круговых магнитных линий и величины транспортного тока от радиуса проводника. В работе [40] предложена модель, в которой разрушение сверхпроводимости ВТСП со слабым пиннингом ($J_c \leq 10^7$ А/м²) связано с входением в образец вихревых колец или геликоидов. Можно полагать, что генерация транспортным током вихревых нитей указанной конфигурации в гетерогенных образцах ниобия может в определенной мере влиять на токнесущую способность. Геликоидальные вихри, которые пиннингуются в приповерх-

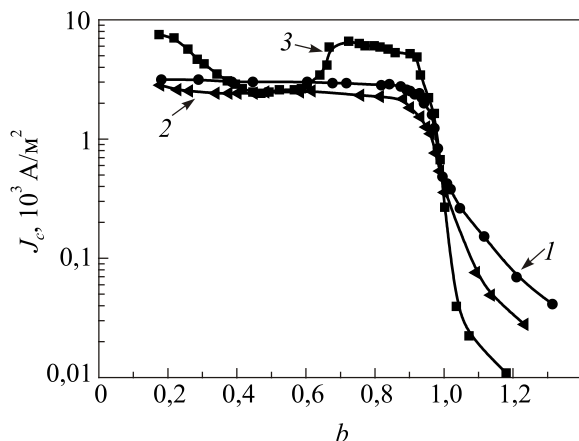


Рис. 1. Зависимости $J_c(b)$ монокристаллического Nb, деформированного прокаткой при 20 К на 42% (1) и после относительного уменьшения толщины образца при утонении на $\Delta h/h_0 = 6,9$ % (2), 53,8 % (3) [22].

ностных слоях с повышенной плотностью дефектов, будут эффективно снижать максимальную величину перепада индукции, что служит дополнительным фактором усиления ТМН.

Фактор термомагнитной неустойчивости критического состояния, зависящий от характера распределения дефектов кристаллической решетки и проявляющийся на полевых зависимостях критического тока при больших его значениях, существенно ослабляется в полях вблизи H_{c2} , что дает возможность описать экспериментальные результаты в рамках известных моделей пиннинга. Однако расчеты показали, что построить зависимости объемной силы пиннинга от приведенной индукции для всех структурных состояний невозможно вследствие множества центров закрепления различной природы и мощности, в частности, наличия в приповерхностных областях фрагментированной структуры и равномерно распределенных дислокаций в центральной части деформированного образца.

Для областей вблизи сердцевины образца Nb, прокатанного на 42%, в полях, близких к H_{c2} , объемная сила пиннинга описывается выражением $F_p \sim b^{1/2}(1-b)$ (рис. 2). Сопоставим данный результат с существующими модельными представлениями. Из [41] следует, что зависимость указанного вида характерна для системы точечных центров пиннинга, удовлетворяющей критерию разреженности, согласно которому отсутствует заметное перекрытие полей деформаций, создаваемых в решетке вихрей различными центрами пиннинга. В деформированном кристалле систему линейных дефектов нельзя считать разреженной даже при больших расстояниях между ними. Тем не менее в реальной системе

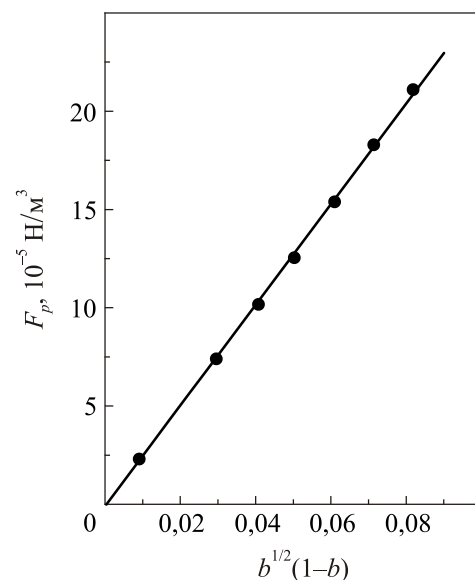


Рис. 2. Зависимость объемной силы пиннинга F_p от $b^{1/2}(1-b)$ ниобия, деформированного прокаткой при 20 К на 42%, после относительного уменьшения толщины образца при утонении на $\Delta h/h_0 = 53,8$ %.

дислокаций высокой плотности каждая дислокация, имея искривленную форму, перегибы, пороги, пересекает большое число вихрей. В этих условиях на расстояниях порядка десяти периодов вихревой решетки локальные силы пиннинга действуют синхронным образом [41]. Для системы дислокаций со средним расстоянием между ними $\sim \xi_0$ в качестве эффективных центров пиннинга могут быть группы дислокаций, имеющих параллельные или почти параллельные вихрю сегменты. Локальная сила пиннинга эффективного центра подобного типа будет существенно выше, чем в случае, когда углы пересечения вихря и дислокационных линий близки к прямому.

В нашем случае величину взаимодействия вихря в системе равномерно распределенных дислокаций высокой плотности можно оценить, следуя результатам работы [42], в которой рассчитано взаимодействие первого порядка для системы хаотически распределенных дислокаций высокой плотности. Усредненная энергия взаимодействия вихря единичной длины, согласно [42], имеет вид

$$\Delta E = \delta \epsilon_{V_0} k b_B \xi_0 \frac{x(1-x^2)}{(1+x^4)} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{2}{1+x^2} \right) \right\} \quad (9)$$

и достигает максимального значения при среднем расстоянии между дислокациями $d \sim 1,7 \xi_0$. Здесь $\delta \epsilon_{V_0}$ — относительное изменение объема при сверхпроводящем переходе, k — объемный модуль, b_B — вектор Бюргерса, ξ_0 — длина когерентности, $x = d / \xi_0$, d — среднее расстояние между дислокациями.

Для сердцевинки образца Nb, деформированного на «средние степени», имеем $N_d \approx 13 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [21], чему соответствует $\xi_0 \approx 400 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ [43]. Тогда $d \sim (N_d)^{-1/2} \approx 280 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ и $x \approx 0,7$. Используя характерные для Nb значения $\delta \epsilon_{V_0} = 3 \cdot 10^{-7}$ [41], $k = 1,7 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}^2$ [44], $b_B = 2,86 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ [45], из формулы (9) получаем $\Delta E \approx 1,9 \cdot 10^{-13} \text{ Дж/м}$, что позволяет приблизительно оценить эффективную силу пиннинга $f_p = \Delta E / d \approx 6,7 \cdot 10^{-6} \text{ Н/м}$. Это значение превышает характеристику взаимодействия вихря с единичной винтовой и краевой дислокациями ($\sim 10^{-6}$ и $7 \cdot 10^{-7} \text{ Н/м}$ соответственно [41]).

Выводы

Установлено, что малоинтенсивное ультразвуковое воздействие существенно улучшает критические параметры сверхпроводимости проволочного композита на основе соединения Nb₃Sn вследствие релаксации внутренних термических напряжений.

Проанализированы факторы изменения токонесущей способности композита в рамках механизма взаимодействия вихря с границей зерна, основанного на рассеянии электронов на границе: снижение сжимающих напря-

жений в слое Nb₃Sn в результате УЗВ приводит к росту элементарной силы пиннинга за счет уменьшения длины когерентности, увеличения температуры сверхпроводящего перехода и коэффициента электронной теплоемкости.

Показано, что для монокристаллического ниобия с высокой плотностью равномерно распределенных дислокаций в полях, близких к H_{c2} , объемная сила пиннинга описывается выражением $F_p \sim b^{1/2}(1-b)$, соответствующим разреженной системе эффективных точечных центров пиннинга. Взаимодействие первого порядка вихря в системе эффективных точечных центров пиннинга существенно превышает характеристику взаимодействия вихря с единичной винтовой и краевой дислокациями.

1. Б.Г. Лазарев, П.А. Куценко, Л.С. Лазарева, Б.К. Прядкин, Н.А. Черняк, *Металлофизика* **12**, №3, 18 (1990).
2. B.G. Lazarev, O.V. Cherny, L.S. Lazareva, N.A. Chernyak, G.E. Storozhilov, P.A. Kutsenko, and B.K. Priadkin, *Cryogenics* **32**, ICMC Suppl., 592 (1992).
3. В.И. Соколенко, Я.Д. Стародубов, *ФНТ* **19**, 251 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 675 (1993)].
4. С.В. Вонсовский, Ю.А. Изюмов, Э.З. Курмаев, *Сверхпроводимость переходных металлов и их сплавов*, Наука, Москва (1977).
5. I.S. Duchovnii, V.P. Korshov, and Ch. Bazan, *Phys. Status Solidi A* **60**, K177 (1980).
6. Б.Г. Лазарев, В.М. Пан, *Металлофизика* **1**, 52 (1979).
7. В.П. Коржов, *Способы получения сверхпроводящих материалов на основе интерметаллических соединений со структурой A-15 (Обзор)*, Вопросы технической сверхпроводимости, Черноголовка (1984), с. 5.
8. G. Rupp, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-13**, 1565 (1977).
9. J.P. McEvoy, *Physica* **55**, 540 (1971).
10. C.W. Chu and L.J. Vieland, *J. Low Temp. Phys.* **17**, 25 (1974).
11. А.А. Мацакова, *Вопросы атомной науки и техники, Серия: Общая и ядерная физика*, вып. 1(4), 9 (1985).
12. Б.Г. Лазарев, Л.С. Лазарева, О.Н. Овчаренко, А.А. Мацакова, *ЖЭТФ* **43**, 2309 (1962).
13. C.B. Muller and E.J. Saur, *Adv. Cryog. Eng.* **8**, 574 (1963).
14. Л.Ф. Верещагин, Ю.С. Коняев, Э.Н. Берзон, И.В. Веллер, *ДАН СССР* **203**, 1270 (1972).
15. T. Luhman and M. Suenaga, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 61 (1978).
16. H. Hillman, H. Kuckuck, H. Pfister, G. Rupp, E. Springer, M. Wilhelm, K. Wohlleben, and G. Ziegler, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-13**, 792 (1977).
17. G. Rupp, *Adv. Cryog. Eng. Mater.* **26**, 522 (1980).
18. C.B. Muller and E.J. Saur, *Adv. Cryog. Eng.* **9**, 338 (1964).
19. G. Rupp, *Cryogenics* **21**, 619 (1981).
20. В.И. Соколенко, А.В. Пахомов, О.И. Волчок, Н.А. Черняк, В.С. Оковит, В.В. Калиновский, *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение* №2(96), 154 (2015).

21. В.К. Аксенов, И.Ф. Борисова, В.И. Соколенко, Я.Д. Стародубов, *ФНТ* **19**, 1077 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 763 (1993)].
22. В.И. Соколенко, Я.Д. Стародубов, *ФНТ* **18**, 1183 (1992) [*Low Temp. Phys.* **18**, 827 (1992)].
23. М.А. Тихоновский, *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники* №6(14), 115 (2004).
24. Г.Н. Малик, В.И. Соколенко, Я.Д. Стародубов, М.А. Тихоновский, М.М. Олексенко, *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент)* вып. 2 (23), 64 (1992).
25. В. Weiss, *Aluminium* **48**, 741 (1972).
26. В.И. Соколенко, Дисс. докт. физ.-мат. наук, Харьков (2008).
27. В.В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982).
28. Л. Тестарди, М. Вегер, И. Гольдберг, *Сверхпроводящие соединения со структурой β -вольфрама*, Мир, Москва (1977).
29. W.J. Ekin, *Adv. Cryog. Engin.* **24**, 306 (1978).
30. В.М. Пан, В.Г. Прохоров, А.С. Шпигель, *Металлофизика сверхпроводников*, Наукова думка, Киев (1984).
31. E.J. Kramer, *Adv. Cryog. Eng. Mater.* **28**, 307 (1982).
32. L.F. Mattheiss and L.R. Testardi, *Phys. Rev. B* **20**, 2196 (1979).
33. H. Weismann, M. Gurvitch, A.K. Ghosh, H. Luts, O.F. Kammerer, and M. Strongin, *Phys. Rev. B* **17**, 122 (1978).
34. С.В. Вонсовский, *Сверхпроводимость переходных металлов и их сплавов*, Наука, Москва (1977).
35. J.W. Ekin, *J. Appl. Phys.* **62**, 4829 (1987).
36. А.В. Гуревич, Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов, *Физика композиционных сверхпроводников*, Наука, Москва (1987).
37. В.А. Альтов, В.Б. Зенкевич, М.Г. Кремлев, В.В. Сычев, *Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем*, Энергоатомиздат, Москва (1984).
38. В.К. Аксенов, В.И. Соколенко, Я.Д. Стародубов, *ФНТ* **19**, 1083 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 769 (1993)].
39. H.A. Ullmaier and R.H. Kernohan, *Phys. Status Solidi* **17**, K233 (1966).
40. В.Ф. Хирный, В.П. Семиноженко, А.А. Козловский, *ФТТ* **38**, 2951 (1996).
41. А. Кемпбелл, Дж. Иветтс, *Критические токи в сверхпроводниках*, Мир, Москва (1975).
42. Г.А. Баралидзе, З.К. Саралидзе, *Письма в ЖЭТФ* **12**, 263 (1970).
43. В.И. Соколенко, Я.Д. Стародубов, Б.А. Мерисов, Г.Я. Хаджай, *ФНТ* **27**, 471 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 345 (2001)].
44. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, Наука, Москва (1978).
45. Ж. Фридель, *Дислокации*, Мир, Москва (1967).

Pinning and critical currents of heterogeneous superconductors in various structural states

V.I. Sokolenko and V.I. Karas`

An increase in the critical currents of a composite Nb₃Sn-based superconductor as a result of a low-intensity ultrasound action is shown. In the framework of the mechanism of vortex interaction with a grain boundary based on scattering of electrons at the boundary, the decrease in the compressive stresses in the Nb₃Sn layer when ultrasonic is action leads to an increase in the elementary pinning force due to decrease the coherence length, and increase in both the superconducting transition temperature, and the electronic heat capacity coefficient. It is shown that for single-crystal niobium with a high density of uniformly distributed dislocations in fields close to H_{c2} , the field dependence of the pinning volume force corresponds to a system of effective point centers satisfying the criterion of sparse. The first-order interaction of a vortex with such pinning centers is much larger than the characteristic of the interaction of a vortex with a single helical and edge dislocation.

PACS: 62.30.+d Mechanical and elastic waves; vibrations;
74.25.F- Transport properties;
74.62.Dh Effects of crystal defects, doping and substitution.

Keywords: ultrasound action, composite superconductor, pinning force, critical currents.