

02,12

Сверхпроводящие свойства олова, внедренного в нанометровые поры стекла

© А.А. Шиков^{1,2}, М.Г. Землянов¹, П.П. Паршин¹, А.А. Набережнов^{3,4}, Ю.А. Кумзеров³

¹ Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., Россия

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁴ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: shikov@issph.kiae.ru

(Поступила в Редакцию 24 апреля 2012 г.)

В области низких температур в магнитных полях до 2Т исследовано электросопротивление олова, введенного из расплава в пористые стекла со средним диаметром пор ~ 7 nm. В полях 0, 0.3, 0.5, 1, 1.5 и 2Т определены температуры перехода в сверхпроводящее состояние для нанокристаллического олова.

Обнаружено, что на температурной и полевой зависимостях сопротивления исследованного наноконкомпозита наблюдаются два перехода в сверхпроводящее состояние. Обсуждается природа двойных сверхпроводящих переходов. По совокупным данным полевой и температурной зависимостей электросопротивления построена фазовая диаграмма $H_c - T_c$, из которой следует, что $H_{c2}(0)$ для наноструктурированного олова почти на два порядка превышает соответствующее значение для массивного олова.

Работа поддержана проектами РФФИ № 09-02-00330, 10-02-00576, 11-02-00739 и 12-02-00230.

1. Введение

Известно, что физические свойства ультрамалых частиц металлов заметно отличаются от соответствующих свойств макроскопических образцов [1–9]. В частности, характеристики электронных и решеточных возбуждений существенно изменяются, когда размер металлической частицы уменьшается до нанометрового масштаба. В этом случае мы имеем дело с нанокристаллическими объектами, свойства которых в значительной степени зависят от квантовых ограничений, накладываемых их нанометровыми размерами.

Среди нанокристаллических систем на основе металлов особое место занимают наноконкомпозиты, в которых нанометровые частицы металла находятся в виде выделений изолированных фаз в матрице другого материала либо синтезированы в пористых диэлектрических матрицах с порами диаметром 5–10 nm [6]. В этом случае частицы металла, заключенные в искусственно созданных границах, находятся в условиях „ограниченной геометрии“, а их поверхность не является свободной.

Можно отметить общие физические закономерности, влияющие на формирование свойств нанометровых частиц. Пространственные размеры наночастиц сравнимы с корреляционными длинами атомных, магнитных, обменных и других характерных взаимодействий в металлах. Число атомов на поверхности такой наночастицы, находящихся в условиях локального нарушения симметрии окружения (а в случае наноконкомпозитов — и

взаимодействующих с материалом матрицы), составляет заметную долю от полного числа атомов в объеме частицы. Оба отмеченных эффекта приводят к существенному изменению физических свойств нанометровых частиц по сравнению с массивным материалом. В частности, параметры, характеризующие состояние сверхпроводимости в наночастицах, могут в значительной мере отличаться от соответствующих величин для макрочастиц [6,7].

Отсюда следует актуальность экспериментального изучения атомной динамики, сверхпроводящих, термодинамических и электронных свойств наноструктурированных металлов. Такие комплексные исследования были проведены для нанокристаллических частиц свинца, внедренных в нанометровые поры стекла [10,11].

В отличие от свинца, который является ГЦК-металлом с одним атомом на примитивную ячейку, белое олово (β -Sn) имеет сильно анизотропную тетрагональную кристаллическую структуру с двумя атомами в примитивной ячейке. В этом случае в спектре тепловых колебаний кроме трех акустических имеются три оптические ветви. β -Sn является стабильной фазой при $T > 286.2$ K. При охлаждении ниже 286.2 K β -Sn остается метастабильным вплоть до температур $T < 1$ K. В работе [12] было показано, что в пленках, состоящих из сэндвичей Sn–SiO–Sn, температура сверхпроводящего перехода T_c возрастает более чем в 1.5 раза: с 3.7 до ~ 6 K при толщине пленки олова ~ 8.5 nm. Существующие работы по наноструктурированному олову посвящены нанопроволокам, находящимся в диэлектрических матрицах

хризотилловых асбестов, которые представляют собой периодическую систему одинаковых параллельных наноканалов. В частности, в работах [13,14] приведены зависимости температуры сверхпроводящего перехода от диаметра нанопроволок для ряда простых металлов, в том числе и для β -Sn. Авторами установлено, что для оловянных нанопроволок диаметром меньше 12 nm наблюдается значительное повышение T_c . Эти наблюдения позволяют предположить, что для наночастиц олова в пористом стекле возможно такое же возрастание T_c по сравнению с массивным оловом. В то же время следует отметить, что данные о сверхпроводящих свойствах олова, внедренного в трехмерную дендритную систему каналов пористого стекла, практически отсутствуют.

В связи с этим в рамках исследований динамических, термодинамических и сверхпроводящих свойств наноструктурированного олова в работе [15] калориметрическим методом были изучены низкотемпературные колебательные свойства, а в [16] был восстановлен фононный спектр атомов олова, наноструктурированного в порах стекла.

Основной целью настоящей работы является исследование сверхпроводящих свойств нанокристаллического олова, внедренного в пористые стекла со средним диаметром канала 7 nm, а также сравнение их с данными для массивного образца.

2. Эксперимент

В качестве матрицы использовалось пористое стекло со средним диаметром пор ~ 7 nm, в котором суммарный объем пор составлял $\sim 25\%$ от общего объема. Химически чистое олово вводилось в стеклянную матрицу из расплава под давлением 10 kbar. При понижении температуры происходила кристаллизация олова в порах стекла.

На основе результатов измерения плотности пористого стекла, нанокompозита стекло–олово и массивного олова было установлено, что в исследованных образцах $\sim 90\%$ объема имеющихся в стекле пор заполнено оловом.

Результаты изучения структуры данных образцов с помощью рентгеновской дифракции на дифрактометре D8 advance фирмы BRUKER AXS с $\text{CuK}\alpha$ -излучением показали, что содержание посторонних фаз (кроме кристаллического β -Sn и аморфного стекла) не превышает 3% (предел чувствительности использованного метода). Полученные при $T = 300$ K параметры тетрагональной решетки ($a = 5.834 \pm 0.003$ Å, $c = 3.182 \pm 0.002$ Å) хорошо согласуются с литературными данными [17] для массивного белого олова.

Средний размер наночастиц олова [16] был получен из анализа дифракционного спектра, измеренного на станции ID09 Европейского источника синхротронного излучения (ESRF, Гренобль, Франция). Использовалось

излучение с энергией 29.9 keV ($\lambda = 0.41458$ Å), глубина проникновения которого в нанокompозит на порядок величины больше, чем в случае $\text{CuK}\alpha$ -излучения ($\lambda = 1.54184$ Å). Измерения проводились при комнатной температуре в диапазоне углов рассеяния $3\text{--}30^\circ$. При анализе зависимости ширины пика от угла рассеяния вкладывали в ширину линий, связанные с размером частиц и с внутренними напряжениями в наночастице, разделялись по методу Холла–Вильямсона [18], т.е. на основании их различной угловой зависимости. После такой коррекции для каждой дифракционной линии по формуле Шеррера [18] вычислялся средний по объему образца размер наночастиц олова $\langle L \rangle$. В результате установлено, что в исследованном образце нанокompозита средний по объему образца размер наночастиц олова, усредненный по всем измеренным дифракционным максимумам, составляет $\langle L \rangle = 11.2 \pm 1.7$ nm.

Поскольку полученный с помощью дифракционного эксперимента размер наночастиц является усредненным по всем трем пространственным измерениям, можно считать, что в случае наночастиц олова, внедренного в пористое стекло, эффективная область когерентности, а следовательно, и эффективная форма частиц представляют собой сферу с диаметром $\langle L \rangle$. Важно отметить, что различие среднего размера наночастиц металла и среднего диаметра пор в исходном стекле (7 nm) является типичным для такого рода объектов [19] и связано с тем, что размер наночастиц усреднен по трем пространственным измерениям, а диаметр пор — только по двум.

Измерение электросопротивления проводилось в интервале температур 1.5–300 K в различных магнитных полях на образце нанокompозита размером $8 \times 1.5 \times 0.65$ mm по четырехпроводной схеме с измерительным током 0.25 mA. Токовые и потенциальные контакты к образцу были выполнены из индия. Индиевые контакты создают достаточно низкоомные соединения; кроме того, критические параметры перехода в сверхпроводящее состояние индия заметно ниже критических параметров олова.

Во всех экспериментах магнитное поле сверхпроводящего солениода было направлено перпендикулярно по отношению к измерительному току, текущему через нанокompозит. Температура сверхпроводящего перехода определялась по середине скачка сопротивления между нормальным и сверхпроводящим состояниями.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Экспериментальные результаты исследования электросопротивления наноструктурированного олова представлены на рис. 1–4. Поскольку электрическое сопротивление нанокompозита целиком определяется сопротивлением наноструктурированного олова в стекле, имеется принципиальная трудность нахождения геометриче-

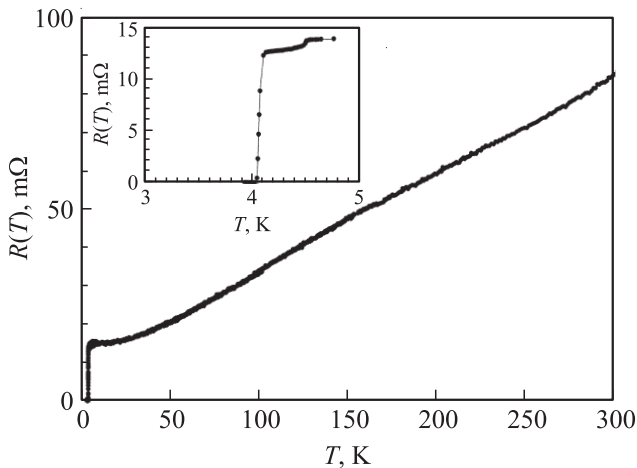


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления $R(T)$ для наноструктурированного олова в интервале температур 1.5–300 К. На вставке представлены данные вблизи T_c .

ского фактора (в данном случае площади сечения наноструктурированного олова, по которому протекает ток). В связи с этим при построении температурной зависимости сопротивления наноструктурированного олова использовались (рис. 1) не удельные, а абсолютные единицы сопротивления. Экспериментально установленная для нанокompозита величина отношения сопротивлений $R(300\text{ К})/R(T_c) \sim 5$ (рис. 1) свидетельствует о малой длине свободного пробега электронов проводимости, которая в этом случае ограничена размером наночастиц олова.

По температурной зависимости сопротивления нанокompозита был обнаружен двухступенчатый переход в сверхпроводящее состояние (см. вставку на рис. 1). Наличие такого перехода указывает на существование в исследованном нанокompозите двух сверхпроводящих фаз.

Экспериментально установлено, что при наложении внешнего магнитного поля в интервале до 2 Т двухступенчатые сверхпроводящие переходы смещаются в область более низких температур и заметно уширяются (см. рис. 2 и таблицу).

Двойные переходы наблюдались и ранее в нанокompозитах на основе пористого стекла с внедренным галлием и индием [20,21]. В частности, авторы работы [20] при исследовании сверхпроводящих свойств индия, наноструктурированного в стекле, обнаружили заметное различие скачков сопротивления в двухступенчатом сверхпроводящем переходе при изменении температуры $\Delta R(H = 0, T)/R_N = 75\%$ и магнитного поля $\Delta R(H, T = 3.98\text{ К})/R_N = 90\%$, где R_N — сопротивление нанокompозита в нормальном состоянии вблизи T_c при $T \geq T_c$. Кроме того, при исследовании температурной и полевой зависимостей резистивного двухступенчатого сверхпроводящего перехода в индии было установлено, что составляющие его переходы характери-

зуются различными температурными зависимостями их критических полей. На основе этих наблюдений авторы предположили, что в их экспериментах проявляются два качественно различных по механизму возникновения сверхпроводящих перехода.

В случае наноструктурированного олова при изменении магнитного поля нами также наблюдались двухступенчатые переходы из нормального в сверхпроводящее состояние (рис. 3). Однако из данных, представленных на рис. 2 и 3, в отличие от результатов работы [20] следует, что частичное падение сопротивления (первая ступенька) при изменении температуры $\Delta R(T)$ и магнитного поля $\Delta R(H)$ практически одинаково, оценка дает

$$\frac{\Delta R(T)}{R_N} \cong \frac{\Delta R(H)}{R_N} \cong 8\%.$$

Следовательно, можно предположить, что обнаруженные в наноструктурированном олове фазы качественно не различаются по сверхпроводящим свойствам, и для их описания предлагается другой подход.

В работе [16], посвященной исследованию атомной динамики наночастиц олова, внедренного в пористое стекло, предложена модель строения этих наночастиц. Согласно этой модели, атомы олова, составляющие наночастицу, можно разделить на три группы. Это, во-первых, атомы внутреннего ядра, которые „не знают“

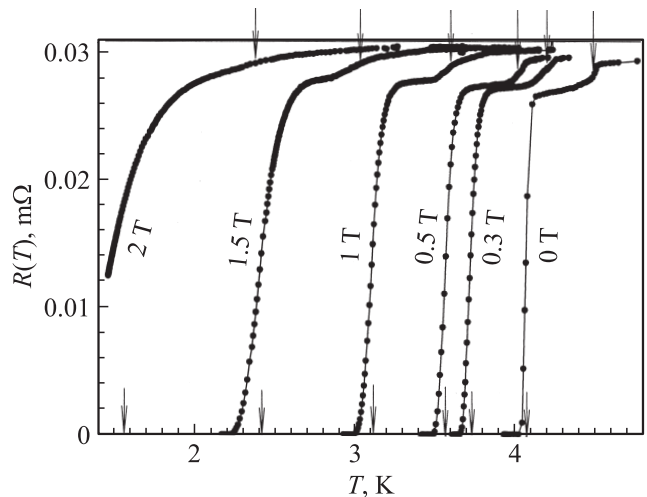


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления наноструктурированного олова в интервале 1.5–4.6 К в магнитных полях до 2 Т. Стрелками обозначены положения сверхпроводящих переходов для двух наблюдаемых фаз.

Параметры, характеризующие двухступенчатый переход в различных магнитных полях

Температура перехода	$H, \text{ Т}$					
	0	0.3	0.5	1.0	1.5	2.0
$T_c', \text{ К}$	4.47	4.07	4.03	3.61	3.02	~ 2.2
$T_c'', \text{ К}$	4.07	3.73	3.57	3.11	2.42	~ 1.5

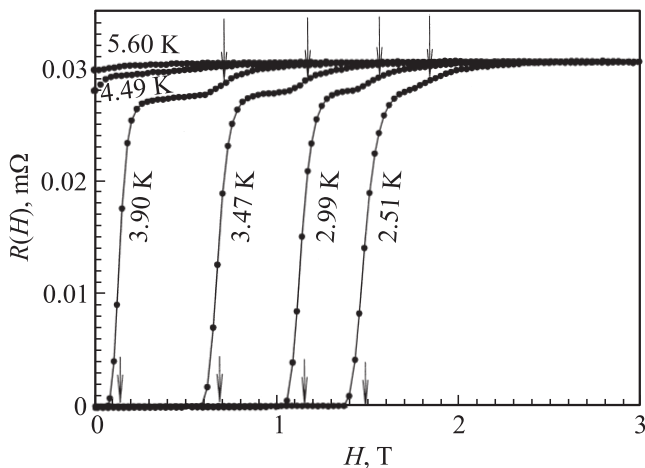


Рис. 3. Зависимости сопротивления для наноструктурированного олова от магнитного поля при различных температурах. Стрелками показаны значения верхнего критического поля для двух наблюдаемых фаз.

о конечных размерах наночастицы и для которых межатомное взаимодействие практически не отличается от имеющего место в массивном белом олове. Во-вторых, атомы в приповерхностном слое нанокристаллического зерна, для которых симметрия исходного кристалла сохраняется не далее шестой координационной сферы (0.6 nm), а в ближайшем окружении имеются только атомы олова. В-третьих, атомы в промежуточном (интерфейсном) слое, взаимодействующие как с атомами олова, так и с молекулами стекла на стенках поры. Таким образом, атомы в наночастице олова, имеющие измененное по сравнению с массивным металлом окружение, а следовательно, и взаимодействие, сосредоточены в поверхностном слое, толщина которого составляет 0.6 nm [16]. В рамках такого подхода предполагается, что наночастицы олова в стекле соединяются между собой узкими контактными перешейками из атомов поверхностного слоя, в результате чего образуется многосвязная случайная система извилистых гофрированных каналов, заполненных оловом. Здесь следует подчеркнуть, что, согласно предлагаемой модели, в этих каналах всегда чередуются участки, относящиеся к внутреннему ядру наночастицы и к поверхностному слою.

Следовательно, сверхпроводящие свойства олова, наноструктурированного в порах стекла, можно рассматривать с привлечением модели гранулярного сверхпроводника, широко применяемой, например, для описания свойств тонкопленочных материалов [22]. В случае исследованного нанокompозита имеется фаза (внутренняя фаза), состоящая из внутренних атомов отдельных наночастиц олова, которые соединены друг с другом через поверхностные слои. С точки зрения кристаллической структуры и межатомного взаимодействия внутренняя фаза практически не отличается от массивного олова, поэтому различия их сверхпроводящих свойств в значи-

тельной степени определяются квантовыми ограничениями, возникающими при переходе к частицам с нанометровыми размерами. В свою очередь поверхностный слой, через который осуществляется контакт между наночастицами, существенно более дефектен, чем внутреннее ядро (тут и различные нарушения атомной структуры, и изменения локального окружения, и взаимодействие с молекулами SiO₂ и возможными примесными атомами). Толщина поверхностного слоя оценивается как 0.6 nm, что существенно меньше среднего диаметра наночастицы (~ 11.2 nm). Таким образом, учитывая состав и строение поверхностного слоя, вполне можно предположить, что его удельное сопротивление ρ_s существенно больше удельного сопротивления ρ_i внутренней фазы, а сверхпроводящие параметры (T_c , H_c) заметно ниже соответствующих величин, отвечающих внутренней сверхпроводящей фазе.

С учетом всего изложенного картина экспериментально обнаруженного (рис. 1–3) двухступенчатого перехода в сверхпроводящее состояние олова, наноструктурированного в стекле, находит полное объяснение: скачок сопротивления при $T = 4.47$ К (малая ступенька) соответствует переходу в сверхпроводящее состояние внутренней фазы. Внутренние области всех наночастиц уже стали сверхпроводящими, но они соединены между собой пока еще не сверхпроводящими перешейками. Именно поэтому сопротивление нанокompозита все еще остается конечным. В свою очередь скачок при $T = 4.07$ К связан с переходом в сверхпроводящее состояние поверхностных слоев в области контакта соседних наночастиц. При этом образуется единая макроскопическая сверхпроводящая фаза, охватывающая и объединяющая все атомы олова, наноструктурированного в пористом стекле (макроскопическая фаза). При переходе от отдельных наночастиц к макроскопической фазе длина когерентности возрастает. Следовательно, в соответствии с теоретическим соотношением [23]

$$H_{c2}(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi} [\xi(T)]^{-2}$$

(где Φ_0 — квант магнитного потока, $\xi(T)$ — длина когерентности) и в полном согласии с экспериментальными данными (рис. 3) верхнее критическое поле указанной макроскопической фазы меньше верхнего критического поля внутренней фазы.

С использованием экспериментальных данных по электросопротивлению исследованного нанокompозита в различных магнитных полях определены температурные зависимости верхнего критического поля $H_{c2}(T)$ (рис. 4) для двух сверхпроводящих переходов, составляющих двухступенчатый переход в сверхпроводящее состояние нанокристаллического олова. Для сравнения на этом рисунке приведены данные $H_c(T)$ для массивного кристаллического олова [24], которые для наглядности увеличены в 10 раз.

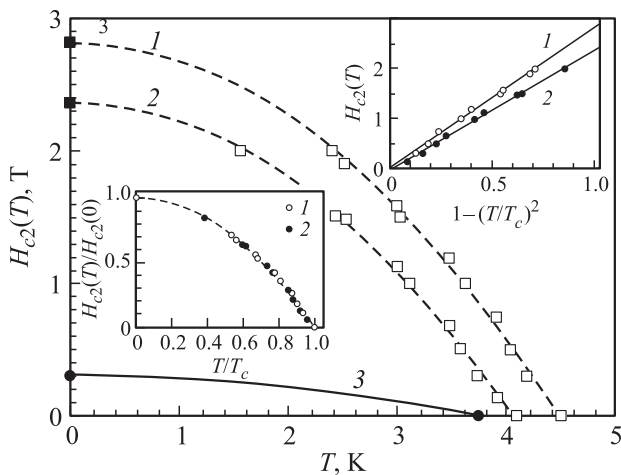


Рис. 4. Температурные зависимости верхнего критического поля $H_{c2}(T)$ для двух сверхпроводящих фаз наноструктурированного олова. Кривая 1 соответствует внутренней фазе, 2 — макроскопической сверхпроводящей фазе. 3 — зависимость $H_c(T)$ для массивного олова (значения H_c увеличены в 10 раз). Темными квадратами на оси ординат представлены расчетные значения $H_{c2}(0)$. Штриховые линии проведены для наглядности. На верхней вставке — температурная зависимость верхнего критического поля в координатах $H_{c2}(T) - [1 - (T/T_c)^2]$. На нижней вставке — температурные зависимости верхнего критического поля для обеих фаз в „приведенных“ координатах.

Значения $H_{c2}(0)$ получены по стандартной эмпирической формуле

$$H_{c2}(T) = H_{c2}(0)[1 - (T/T_c)^2].$$

Для определения $H_{c2}(0)$ при $T = 0\text{ K}$ на верхней вставке к рис. 4 приведена температурная зависимость верхнего критического поля в координатах $H_{c2}(T) - [1 - (T/T_c)^2]$, из которой видно, что эта зависимость имеет практически линейный характер. Следовательно, при $T = 0\text{ K}$ для внутренней сверхпроводящей фазы $H_{c2}(0) \cong 2.8\text{ T}$, а для макроскопической сверхпроводящей фазы $H_{c2}(0) \cong 2.4\text{ T}$. Эти величины представлены темными квадратами на оси ординат (рис. 4). Таким образом, значения критических полей обеих сверхпроводящих фаз почти на два порядка превышают величину критического поля $H_c(0) = 0.03\text{ T}$, характерную для массивного олова [24]. Это служит прямым и непосредственным экспериментальным свидетельством того, что наноструктурированное в стекле олово является сверхпроводником второго рода.

На нижней вставке к рис. 4 представлены температурные зависимости верхнего критического поля для обеих фаз в „приведенных“ координатах $H_{c2}(T)/H_{c2}(0) - T/T_c$ ($H = 0$). Видно, что эти зависимости совпадают. Это наблюдение в совокупности с экспериментальными данными о равенстве отношений $\Delta R(H)/R_N \cong \Delta R(T)/R_N$ свидетельствует о том, что природа двух сверхпроводящих фаз, определяющих кинетику двухступенчатого сверхпроводящего перехода,

установленная как по температуре $R(T)$, так и по магнитному полю $R(H)$, одинакова.

В заключение следует отметить специфику определения величины температуры сверхпроводящего перехода в наноструктурированном композите. Как известно, при уменьшении размера кристаллической частицы сверхпроводника до нанометрового масштаба значительно увеличивается влияние флуктуаций на его сверхпроводящие свойства, проявляющееся, в частности, в плавном падении сопротивления задолго до самого сверхпроводящего перехода. В этом случае определение величины T_c по началу падения сопротивления при переходе из нормального состояния в сверхпроводящее может приводить к существенным ошибкам и создавать иллюзию выявления нового механизма сверхпроводимости. Представляется, что более корректным способом определения величины T_c является методика, основанная на фиксации сопротивления нанокompозита в нормальном и сверхпроводящем состояниях, определении величины изменения сопротивления при сверхпроводящем переходе $\Delta R(T)$ и нахождении T_c в серединной точке изменения сопротивления, т. е. при $\Delta R(T)/2$. Такой подход к определению T_c избавляет от необходимости решать вопрос о том, с какого момента начинается падение сопротивления при сверхпроводящем переходе, и соответственно уменьшает абсолютную ошибку в определении T_c ¹

4. Выводы

1. Экспериментально исследовано электросопротивление нанокompозита на основе пористого стекла (средний диаметр пор 7 nm) с внедренным в него оловом. На температурных и полевых зависимостях сопротивления нанокompозита обнаружены двойные переходы в сверхпроводящее состояние, наличие которых свидетельствует о существовании в системе двух сверхпроводящих фаз.

2. На основе анализа экспериментальных результатов предложена модель нанокompозита стекло–олово, согласно которой сверхпроводящие свойства наноструктурированного олова определяются возникновением двух сверхпроводящих фаз: фазы, состоящей только из внутренних атомов отдельных наночастиц, и макроскопической фазы, объединяющей все атомы олова, наноструктурированного в пористом стекле, в единую сверхпроводящую систему.

3. По совокупным данным полевой и температурной зависимостей электросопротивления наноструктурированного олова построены диаграммы $H_{c2}(T)$ для внутренней и макроскопической сверхпроводящих фаз. Установлено, что $H_{c2}(0)$ для наноструктурированного олова почти на два порядка превышает критическое поле для массивного олова.

¹ Процедура нахождения $H_{c2}(T)$ при измерении $R(H)$ аналогична процедуре определения T_c при измерении $R(T)$, описанной выше.

4. Анализ экспериментальных данных по температурной и полевой зависимости сопротивления нанокompозита позволяет утверждать, что природа двух сверхпроводящих фаз, ответственных за возникновение двухступенчатого перехода, одинакова.

Авторы выражают благодарность Е.П. Красноперову за полезную дискуссию и высказанные замечания, а также Д.С. Шайтуре и Е.А. Чикиной за помощь в рентгеновской аттестации образцов.

Список литературы

- [1] W. Halperin. *Rev. Mod. Phys.* **58**, 533 (1986).
- [2] H.E. Schaefer, R. Wurschum. *Phys. Lett. A* **119**, 370 (1987).
- [3] J. Rupp, R. Birringer. *Phys. Rev. B* **36**, 7888 (1987).
- [4] X. Zhu, R. Birringer, U. Herr, H. Gleiter. *Phys. Rev. B* **35**, 9085 (1987).
- [5] R.F. Marzke, W.S. Glaunsinger. *Solid State Commun.* **18**, 1025 (1976).
- [6] И.Д. Морохов, В.И. Петин, Л.И. Трусов, В.Ф. Петрунин. *УФН* **133**, 4, 653 (1981).
- [7] Э.Л. Нагасв. *УФН* **162**, 9, 49 (1992).
- [8] C. Suryanarayana. *Int. Mater. Rev.* **40**, 41 (1995).
- [9] W.-H. Li, C.C. Yang, F.C. Tsao, K.C. Lee. *Phys. Rev. B* **68**, 184507 (2003).
- [10] Г.Х. Панова, А.А. Набережнов, А.В. Фокин. *ФТТ* **50**, 1317 (2008).
- [11] П.П. Паршин, М.Г. Землянов, Г.Х. Панова, А.А. Шиков, А.А. Набережнов, Ю.А. Кумзеров, И.В. Голосовский, А.С. Иванов. *ЖЭТФ* **138**, 1127 (2010).
- [12] M. Strongin, O.F. Kammerer, D.H. Douglass, M.H. Cohen. *Phys. Rev. Lett.* **19**, 121 (1968).
- [13] Yu.A. Kumzerov. In: *Nanostructured films and coatings* / Ed. G.M. Chow, I.A. Ovid'ko, T. Tsakalakos. NATO Sci. Ser. Kluwer Academic Publ., Dordrecht–Boston–London (2000). V. 78. P. 63.
- [14] V.N. Bogomolov, E.V. Kolla, Yu.A. Kumzerov. *Solid State Commun.* **46**, 159 (1983).
- [15] А.А. Шиков, Г.Х. Панова, М.Г. Землянов, П.П. Паршин, Ю.А. Кумзеров, А.А. Набережнов, Д.С. Шайтура. *ФТТ* **53**, 2389 (2011).
- [16] П.П. Паршин, М.Г. Землянов, Г.Х. Панова, А.А. Шиков, Ю.А. Кумзеров, А.А. Набережнов, И. Сергеев, W. Crichton, А.И. Чумаков, R. Ruffer. *ЖЭТФ* **141**, 502 (2012).
- [17] J.A. Rayne, B.S. Chandrasekhar. *Phys. Rev.* **120**, 1658 (1960).
- [18] *Powder diffraction. Theory and practice* / Ed. R.E. Dinnebier, S.J.L. Billinge. RSC Publ., Cambridge (2008).
- [19] I.V. Golosovsky, R.G. Delaplane, А.А. Naberezhnov, Yu.A. Kumzerov. *Phys. Rev. B* **69**, 132301 (2004).
- [20] M.J. Graf, T.E. Huber, C.A. Huber. *Phys. Rev. B* **45**, 3133, (1992).
- [21] C. Tien, C.S. Wur, K.J. Lin, E.V. Charnaya, Yu.A. Kumzerov. *Phys. Rev. B* **61**, 14833 (2000).
- [22] H.M. Jaeger, D.B. Haviland, B.G. Orr, A.M. Goldman. *Phys. Rev. B* **40**, 182 (1989).
- [23] Д. Сан-Жам, Г. Сарма, Е. Томас. *Сверхпроводимость второго рода*. Мир, М. (1970). С. 62.
- [24] *Физические величины. Справочник* / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991). 1232 с.