

02,10

Сверхпроводимость сплава In–Ag, введенного в пористое стекло

© М.В. Лихолетова¹, Е.В. Чарная^{1,¶}, П.Д. Лозанская¹, Ю.А. Кумзеров², А.В. Фокин²

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

¶ E-mail: e.charnaya@spbu.ru

Поступила в Редакцию 30 октября 2025 г.

В окончательной редакции 30 октября 2025 г.

Принята к публикации 1 ноября 2025 г.

Проведены исследования сверхпроводимости в нанокompозите пористое стекло/эвтектический сплав In–Ag. Измерялись температурные зависимости намагниченности при приложении различных магнитных полей в режимах нагрева после охлаждения в нулевом поле, последующего охлаждения и повторного нагрева, а также изотермы намагниченности. Обнаружено два сверхпроводящих перехода с существенно различными сдвигами температуры при изменении магнитного поля. Построена фазовая диаграмма магнитное поле — температура. Выявлена сложная форма изотерм намагниченности. Наблюдались аномальные сдвиги ветвей изотерм намагниченности при увеличении и уменьшении магнитного поля. Полученные результаты интерпретируются в предположении о сосуществовании сильно и слабо связанных сегрегатов индия в сетке пор и возникновении ферромагнитного упорядочения на границах сегрегатов индия и интерметаллика AgIn₂.

Ключевые слова: сверхпроводимость, нанокompозит пористое стекло/сплав In–Ag, намагниченность.

DOI: 10.61011/FTT.2025.10.61961.306-25

1. Введение

В настоящее время усилился интерес к исследованиям наноструктурированных металлических сверхпроводящих сплавов, которые находят все более широкое применение в микроэлектронике, робототехнике, в устройствах обработки информации [1–3]. Наибольшее внимание уделяется сплаву индия и галлия, а также тройному сплаву индия, галлия и олова, которые рассматриваются для разработки сверхпроводящих нанoeлектронных элементов, в частности, самовосстанавливающихся контактов [4,5]. Тонкие пленки сплава In–Ag и слоистые структуры, содержащие этот сплав, наряду с объемным сплавом индия и серебра, являются перспективными материалами для низкотемпературных соединений сверхпроводников и пакетирования, для использования в технологии многослойных чипов и соединения полупроводниковых пластин [6–8]. Сверхпроводимость ранее исследовалась в закаленных пленках In–Ag и многослойных структурах [9,10].

Одним из вариантов получения наноструктурированных металлических сплавов является введение их в нанопористые матрицы, такие как синтетические опалы, пористый оксид алюминия или пористые стекла. Морфология таких нанокompозитов определяется геометрией сетки пор и связностью частиц в порах друг с другом. Было показано, что наноконфайнмент существенно влияет на сверхпроводящие свойства металлов и сплавов. В большинстве случаев нанокompозиты на основе пористых матриц с металлами и сплавами в порах демонстрируют сверхпроводимость II рода с

большими верхними критическими полями, величина которых зависит от размера пор [11,12]. Изменение рода сверхпроводимости для чистых металлов объясняется сокращением длины свободного пробега электронов в условиях наноконфайнмента. Однако в случае опала, поры которого были заполнены оловом, сообщалось о сверхпроводимости I рода [13]. Сверхпроводимость в нанокompозите на основе пористого стекла со сплавом индия и серебра, состав которого был близок к эвтектическому, исследовалась в работе [14]. Магнитные свойства нанокompозита свидетельствовали о сосуществовании сверхпроводимости I и II рода. Наблюдались два перехода в сверхпроводящее состояние с температурами 4.05 и 3.38 К. Были также выявлены сдвиги кривых вторичной и третичной намагниченности на зависимостях намагниченности от величины приложенного магнитного поля, которые были интерпретированы как результат установления ферромагнитного порядка в сплаве в условиях наноконфайнмента.

В настоящей работе приводятся результаты дальнейшего исследования магнитных свойств нанокompозита со сплавом In–Ag, состав которого был близок к эвтектической точке, на основе пористого стекла со средним размером пор 13 nm.

2. Образец и эксперимент

Пористое стекло, использованное для заполнения сплавом In–Ag, было получено путем термообработки и выщелачивания натрий боросиликатного стекла [15]. Размер пор и пористость определялись методом азотной

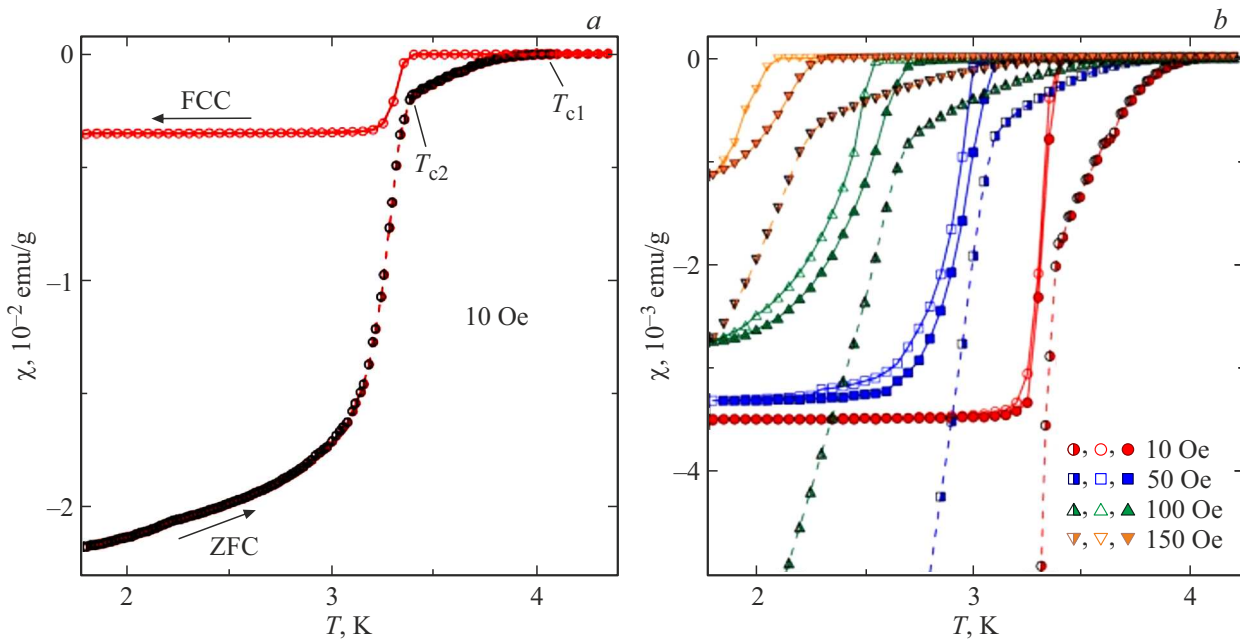


Рис. 1. (а) Температурная зависимость восприимчивости, полученной в режимах ZFC и FCC в поле 10 Ое. (b) Температурные зависимости восприимчивости, полученной в режимах ZFC (полузаполненные символы), FCC (незаполненные символы) и FCW (заполненные символы) в полях 10 Ое (кружки), 50 Ое (квадраты), 100 Ое (треугольники) и 150 Ое (перевернутые треугольники).

порометрии, используя анализатор Quadrasorb SI. Средний диаметр пор был равен 13 nm и объем пор составлял около 21% от общего объема стекланной матрицы.

Соотношение компонент в сплаве In–Ag было близко к эвтектической точке и составляло 95 at.% In и 5 at.% Ag. Расплав вводился в поры стекланной матрицы под давлением до 20 kbar. Температура солидуса для объемного сплава In–Ag с большим содержанием индия равняется 417 K [16–18]. Ниже линии солидуса сплав состоит из сегрегатов индия и интерметаллика AgIn_2 . Образец для измерений вырезался из заполненного сплавом пористого стекла в виде пластинки. Поверхность образца тщательно очищалась от объемного сплава. Масса образца составляла 7.37 mg.

Зависимости статической намагниченности (dc magnetization) M от температуры и магнитного поля измерялись на магнитометре MPMS3 SQUID-VSM производства Quantum Design в температурном интервале от 1.8 до 10 K при приложении магнитных полей до 70 kOe. Температурные измерения проводились при нагреве в поле до 10 K после охлаждения образца от комнатной температуры до 1.8 K в нулевом магнитном поле (режим zero-field cooled — ZFC), последующем охлаждении до минимальной температуры (режим field-cooling cooling — FCC) и последующем нагреве (режим field-cooling warming — FCW). Изотермы намагниченности измерялись после охлаждения образца от комнатной температуры в нулевом поле при циклировании поля в диапазоне от -70 до 70 kOe при постоянной температуре. При измерениях поверхность пластинки была ориентирована параллельно приложенному полю.

3. Результаты и обсуждение

Температурные зависимости удельной восприимчивости, рассчитанной из кривых намагниченности в поле 10 Ое, полученных в режиме первого нагрева (ZFC) и последующего охлаждения (FCC), показаны на рис. 1, а. Видно два сверхпроводящих перехода с температурами $T_{c1} = 4.05$ K и $T_{c2} = 3.38$ K, которые определялись как начало заметного отклонения кривой ZFC-восприимчивости от поведения при более высоких температурах. В температурной области между первым и вторым переходами наблюдается частичное экранирование внешнего поля, которое показывает, что сверхпроводящие токи охватывают только часть образца. Сильное различие между ZFC- и FCC-восприимчивостями в этом температурном интервале свидетельствует об установлении сверхпроводимости II рода и сильном пиннинге сверхпроводящих вихрей. Ниже второго сверхпроводящего перехода различие между восприимчивостями, измеренными в режимах ZFC и FCC, значительно снижается. Оценка объемной ZFC-восприимчивости, рассчитанной по данным на рис. 1, а, близка к величине $-1/4\mu_0$, которая соответствует экранированию сверхпроводящими токами полного объема образца от магнитного поля. На рис. 1, б показаны в увеличенном масштабе кривые восприимчивости, полученные при приложении нескольких магнитных полей во всех трех режимах измерений. Рис. 1, б демонстрирует смещение температур обоих переходов в сверхпроводящее состояние при усилении приложенного магнитного поля. Видно, что переход при более высокой температуре смещается с ростом

поля значительно слабее, чем второй переход, который перестает наблюдаться в полях выше 150 Ое. Обращает на себя внимание различие хода кривых, полученных в режимах FCC и FCW, в ограниченных температурных интервалах ниже второго сверхпроводящего перехода.

Температура второго перехода в поле 10 Ое $T_{c2} = 3.38$ К очень близка к температуре сверхпроводящего перехода в нулевом поле в объемном кристаллическом индии, равной 3.414 К. Это дает основания предположить, что второй переход является переходом в сверхпроводящее состояние сегрегатов индия. Сильное диамагнитное экранирование при низкой температуре, видное на рис. 1, соответствует высокой концентрации индия в сплаве. Природа первого сверхпроводящего перехода допускает различные варианты интерпретации. Поскольку сверхпроводимость не была обнаружена в объемном интерметаллике AgIn_2 , а теоретические расчеты предсказывают, что температура сверхпроводящего перехода в нем не должна превышать 3 К [19], первый переход не связан с сегрегатами AgIn_2 . Появление сверхпроводимости наблюдалось для аморфного индия около 4 К [20] с высоким критическим полем 23 кОе при нулевой температуре. Таким образом, первый переход может быть объяснен существованием малого количества аморфного индия в порах матрицы. Но наиболее вероятным представляется формирование в порах малых сегрегатов индия, слабо связанных с остальным индием. Условия наноконфайнмента могут приводить к значительному повышению температуры сверхпроводящего перехода и увеличению критических полей, как сообщалось в работах [12,21,22].

По данным, полученным из температурных зависимостей восприимчивости, была построена фазовая диаграмма, демонстрирующая уменьшение критической температуры для обоих сверхпроводящих переходов с увеличением магнитного поля (рис. 2). Кривизна критической линии для второго перехода отрицательна, как видно на вставке к рис. 2. Отрицательная кривизна согласуется с моделью двух жидкостей [23], которая предсказывает для критической линии следующее соотношение:

$$H_c(T) = H_{c0} \left(1 - \frac{T^2}{T_c^2} \right), \quad (1)$$

где H_{c0} — критическое поле при нулевой температуре. Аппроксимация экспериментальных данных для второго перехода формулой (1) дает величину $H_{c0} = 270$ Ое, близкую к значению критического поля для объемного индия 285.7 Ое [24].

Фазовая диаграмма на рис. 2 показывает, что сверхпроводимость ниже первого фазового перехода не разрушается даже в поле 15 кОе. При более высоких полях первый переход смещается ниже 1.8 К. Большие значения критических полей указывают на то, что сверхпроводимость ниже первого перехода относится к сверхпроводимости II рода. Критическая линия на фазовой диаграмме для первого фазового перехода

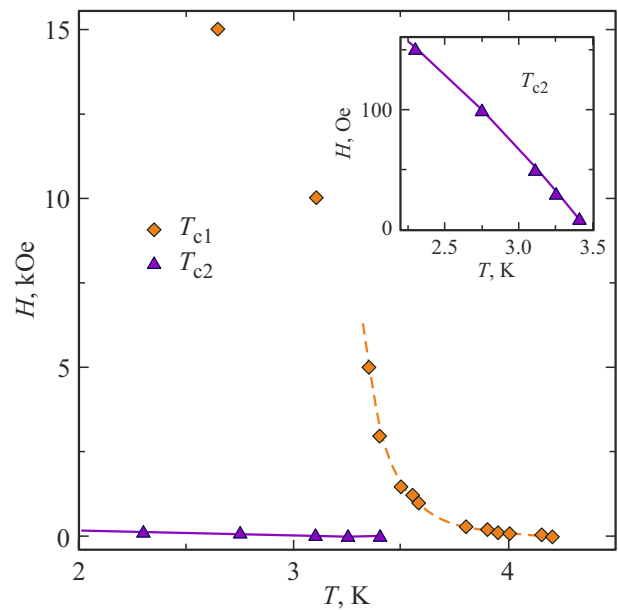


Рис. 2. Фазовая диаграмма поле-температура. Ромбы и треугольники — данные для первого и второго сверхпроводящих переходов соответственно. На вставке показана фазовая диаграмма для второго перехода в увеличенном масштабе. Сплошная линия на рисунке и вставке — аппроксимация по формуле (1). Штриховая линия — аппроксимация по формуле (13) из работы [28].

имеет положительную кривизну для магнитных полей ниже 5 кОе. При больших полях кривизна критической линии становится отрицательной. Положительная кривизна критической линии наблюдалась для многих высокотемпературных сверхпроводников, а также наноструктурированных сверхпроводников II рода (см. [25–27] и ссылки в этих работах). Для случая нанокмпозитов на основе диэлектрических пористых матриц с введенными в поры металлическими сверхпроводниками, имеющими разветвленную поверхность интерфейса, положительная кривизна допускает интерпретацию на основе модели, предложенной в работе [28]. В этой работе рассматривается структура из чередующихся слоев, находящихся в сверхпроводящем и нормальном состоянии, и учитывается эффект близости. Подгоночная кривая для первого сверхпроводящего перехода, полученная по формуле (13) из работы [28], показана на рис. 2 штриховой линией.

На верхней вставке к рис. 3 показана изотерма $M(H)$, полученная при $T = 2.3$ К. В увеличенном масштабе эта изотерма представлена на рис. 3. Видно, что петля гистерезиса представляет собой наложение двух петель с большей и меньшей величиной критического поля. В пользу существования двух отдельных петель гистерезиса свидетельствует, в частности, изотерма намагниченности, полученная при циклировании поля в пределах от -200 до 200 Ое, которая показана на нижней вставке к рис. 3. Центральная

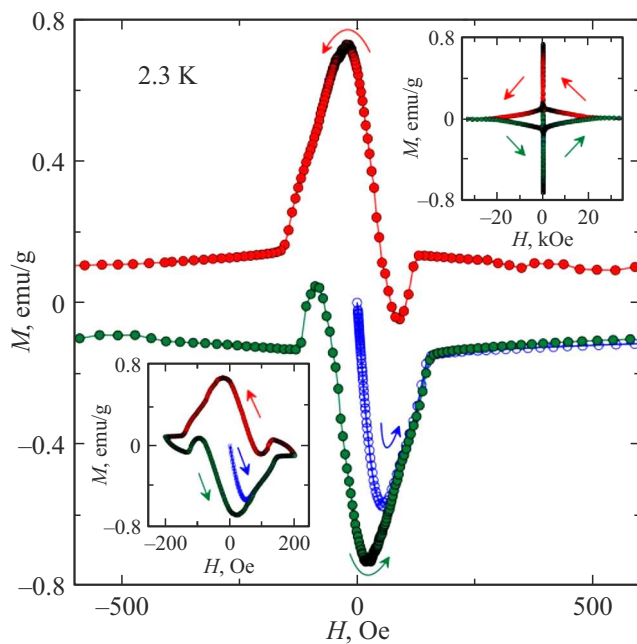


Рис. 3. Изотерма намагниченности при 2.3 К в увеличенном масштабе. На верхней вставке показана полная петля гистерезиса. На нижней вставке показана изотерма намагниченности, измеренная в диапазоне полей от -200 до 200 Ое.

часть этой изотермы не изменилась, поскольку пределы циклирования превышали соответствующую величину критического поля при этой температуре. Изотермы намагниченности, полученные при других температурах, приведены в [14]. Петле гистерезиса на рис. 3 с низким критическим полем соответствуют сегрегаты индия со сверхпроводящей температурой T_{c2} . Эта петля частично обратима, что согласуется со слабым пиннингом на рис. 1. Критическое поле для сегрегатов со сверхпроводящей температурой T_{c2} при 2.3 К приблизительно равно 150 Ое. Эта величина близка к критическому полю для объемного индия при той же температуре, равному 147.6 Ое [24]. Форма петли гистерезиса, характеризующейся слабым критическим полем, является типичной для реальных сверхпроводников I рода, как показал детальный анализ, проведенный в работе [29]. Близость температуры T_{c2} к температуре сверхпроводящего перехода в объемном индии, совпадение критических полей на фазовой диаграмме рис. 2 и на центральной изотерме на рис. 3 с аналогичными величинами для объемного индия, форма центральной петли гистерезиса и слабый пиннинг ниже второго перехода позволяют сделать вывод о том, что основная часть сегрегатов индия остается сверхпроводниками I рода. Такой вывод не согласуется с результатами, полученными, например, в работе [22], в которой значительно большая величина критического поля и сильный пиннинг указывали на сверхпроводимость II рода для нанокompозита пористое стекло-индий. Можно предположить, что сверхпроводимость I рода в сегрегатах индия в исследуемом в настоящей работе

нанокompозите сохраняется благодаря лучшей связности сетки индия из-за более высокой степени заполнения пор. При этом длина свободного пробега электронов в условиях наноконфайнмента не уменьшается заметным образом и, соответственно, длина когерентности остается близкой к длине когерентности в объемном индии.

Особенностью центральной части петли гистерезиса, показанной на рис. 3, является сдвиг вторичной ветви намагниченности относительно первичной и третичной ветвей. Эффект сдвига не наблюдался ранее в объемном сплаве In–Ag такого же состава. В работе [14] было выдвинуто предположение, что относительный сдвиг ветвей намагниченности вызывается сосуществованием сверхпроводимости и ферромагнитного порядка в наномасштабе. Природа этого явления аналогична сдвигам максимумов критического тока, наблюдаемым при циклировании магнитного поля в гетероструктурах с чередующимися сверхпроводящими и ферромагнитными слоями [30–32]. Теоретическая интерпретация аномального поведения критического тока приведена в работах [30,33,34]. Знак сдвига как ветвей намагниченности, так и максимумов критического тока определяется доминирующим эффектом близости. Смещение ветви вторичной намагниченности в сторону отрицательных полей, наблюдаемое в настоящей работе и в работе [14], указывает на доминирование влияния остаточной намагниченности в ферромагнитных областях (см. [32] и ссылки в этой работе). Появление ферромагнетизма в наноструктурированном сплаве In–Ag требует дальнейшего изучения. Объемный интерметаллик AgIn_2 , как и индий, не магнитен. Однако известно, что ферромагнитный порядок может устанавливаться в ряде металлов при уменьшении размеров из-за появления нескомпенсированных спинов в приповерхностных областях (см. [35,36] и ссылки в этих работах). Следуя этим работам и работе [14], мы можем предположить возникновение ферромагнитного порядка на интерфейсе сегрегатов индия и AgIn_2 .

Обнаруженный сдвиг ветвей намагниченности в сплаве In–Ag в условиях наноконфайнмента можно сравнить с исследованиями изотерм намагниченности в пористом стекле, в которое был сначала введен химическим путем никель, а затем оставшейся объем внутри пор был заполнен индием под давлением. Изотерма намагниченности для этого нанокompозита, полученная при температуре 1.8 К, показана на рис. 4. Несмотря на то, что никель в порах демонстрирует ферромагнетизм, ветви намагниченности не сдвигаются относительно друг друга. Возможно, что отсутствие заметного сдвига объясняется меньшей площадью интерфейса между индием и никелем в порах.

Рис. 1, б демонстрирует температурный гистерезис между кривыми, полученными в режимах FCC и FCW. Такие гистерезисы наблюдались в отдельных случаях для сверхпроводников II рода, в том числе, для сплава Ga–Sn в порах синтетического опала (см. [25] и ссылки в этой работе). Теоретическое рассмотрение гистерезиса

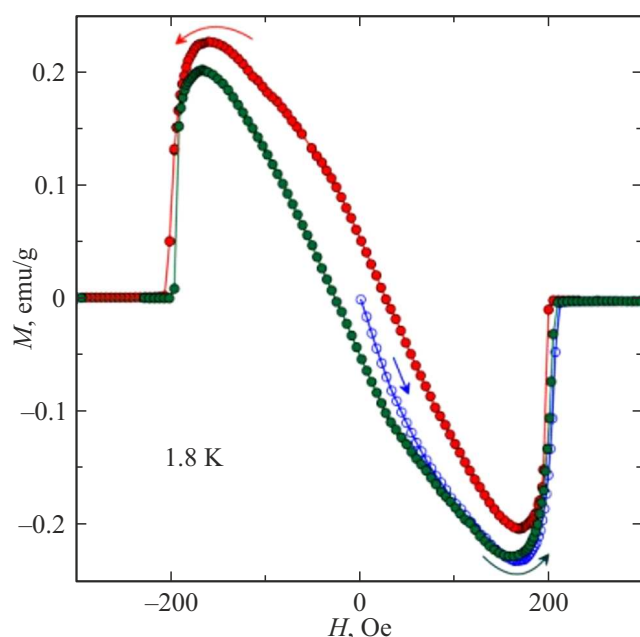


Рис. 4. Изотерма намагниченности, полученная при 1.8 K в нанокompозите пористое стекло/Ni/In.

базируется на предположении о замерзании магнитного потока при охлаждении [37]. Поскольку большая часть сегрегатов индия находится ниже второго перехода в промежуточном состоянии, как видно из формы петли изотермы на рис. 1, замерзание магнитного потока является наиболее вероятной причиной температурного гистерезиса в исследованном нами образце.

4. Заключение

Фазовая диаграмма $H(T)$ и изотермы намагниченности $M(H)$ для сверхпроводящего нанокompозита пористое стекло/сплав In–Ag показывают, что в нанокompозите формируются фракции сильно и слабо связанных сегрегатов индия. Сильно связанные сегрегаты демонстрируют сверхпроводимость I рода с критическим полем и температурой перехода, близкими к соответствующим характеристикам объемного индия. В системе слабо связанных сегрегатов индия существует сверхпроводимость II рода, которая характеризуется большим критическим полем и сильным пиннингом. Температура сверхпроводящего перехода в слабо связанных сегрегатах индия повышена из-за влияния размерных эффектов. Температурный гистерезис намагниченности, полученной в режимах FCC и FCW, наблюдается ниже низкотемпературного перехода и предположительно связан с замерзанием магнитного потока в промежуточном состоянии. Смещение ветвей изотерм намагниченности объясняется эффектами близости ферромагнитных и сверхпроводящих областей по аналогии со сдвигом максимумов критического тока в гетероструктурах.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке СПбГУ, рег. номер ЕГИСУ НИОКТР: 125021702335-5. Измерения проводились на оборудовании Ресурсного центра „Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и нанoeлектроники“ Научного парка Санкт-Петербургского государственного университета.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликтов интересов.

Список литературы

- [1] R. Wördenweber, V. Moshchalkov, S. Bending, F. Tafuri. *Superconductors at the Nanoscale. From Basic Research to Applications*. De Gruyter, Berlin (2017). 494 p.
- [2] Y. Xiong, X. Lu. *Metallic Nanostructures: From Controlled Synthesis to Applications*. Springer International Publishing, Berlin (2015). 301 p.
- [3] L.G. Sun, G. Wu, Q. Wang, J. Lu. *Mater. Today* **38**, 114 (2020).
- [4] L. Ren, J. Zhuang, G. Casillas, H. Feng, Y. Liu, X. Xu, Y. Liu, J. Chen, I. Du, L. Jiang, S.X. Dou. *Adv. Funct. Mater.* **26**, 8111 (2016).
- [5] S.-I. Shamoto, M.K. Lee, Y. Fujimura, K. Kondo, T.U. Ito, K. Ikeuchi, S. Yasuda, L.-J. Chang. *Mater. Res. Express* **8**, 076303 (2021).
- [6] J.W. Ekin. *Superconductor to Normal–Metal Contacts*. In *Handbook of Superconductivity*. CRC Press: Boca Raton, FL, USA (2022). P. 448.
- [7] R.I. Made, C.L. Gan, L.L. Yan, A. Yu, S.W. Yoon, J.H. Lau, C. Lee. *J. Electron. Mater.* **38**, 365 (2009).
- [8] P.J. Rossi, N. Zotov, E.J. Mittemeijer. *J. Appl. Phys.* **120**, 165308 (2016).
- [9] C.G. Granqvist. *Solid State Commun.* **16**, 581 (1975).
- [10] C.G. Granqvist, T. Claesson. *Solid State Commun.* **32**, 531 (1979).
- [11] Y.S. Ciou, M.K. Lee, E.V. Charnaya, C. Tien, L.J. Chang, Y.A. Kumzerov, M.I. Samoylovich. *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 055009 (2013).
- [12] J.H.P. Watson. *Phys. Rev.* **148**, 223 (1966).
- [13] D.M. Gokhfeld, S.I. Popkov, A.A. Bykov. *Phys. C* **566**, 1353526 (2019).
- [14] M.V. Likholetova, E.V. Charnaya, E.V. Shevchenko, Y.A. Kumzerov, A.V. Fokin. *Nanomaterials* **14**, 1792 (2024).
- [15] Двухфазные стекла: структура, свойства, применение. / Отв. ред. Б.Г. Варшал. Наука, Ленинград (1991). 276 с.
- [16] H. Okamoto, T.B. Massalski. *Binary Alloy Phase Diagrams*, 2nd ed. H. Okamoto, M.E. Schlesinger, E.M. Mueller, Eds. ASM International: Materials Park, OH, USA (1990).
- [17] Z. Moser, W. Gasior, J. Pstrus, W. Zakulski, I. Ohnuma, X.J. Liu, Y. Inohana, K. Ishida. *J. Electron. Mater.* **30**, 1120 (2001).
- [18] A. Kroupa, A.T. Dinsdale, A. Watson, J. Vrestal, J. Vízdal, A. Zemanova. *JOM* **59**, 20 (2007).
- [19] J.F. Zhang, P.J. Guo, M. Gao, K. Liu, Z.Y. Lu. *Phys. Rev. B* **99**, 045110 (2019).

- [20] Б.Г. Лазарев, Е.Е. Семенов, А.И. Судовцов, В.М. Кузьменков. Докл. АН СССР **165**, 1275 (1966). [B.G. Lazarev, E.E. Semenenko, A.I. Sudovtsov, V.M. Kuz'menko. Soviet Phys.—Doklady **10**, 1204 (1966)].
- [21] M.J. Graf, T.E. Huber, C.A. Huber. Phys. Rev. B **45**, 3133 (1992).
- [22] C. Tien, C.S. Wur, K.J. Lin, E.V. Charnaya, Y.A. Kumzerov. Phys. Rev. B **61**, 14833 (2000).
- [23] M. Tinkham. Introduction to Superconductivity. 2nd ed. Dover Publications (2004). 454 p.
- [24] R.W. Shaw, D.E. Mapother, D.C. Hopkins. Phys. Rev. **120**, 88 (1960).
- [25] M.V. Likholetova, E.V. Charnaya, E.V. Shevchenko, M.K. Lee, L.-J. Chang, Yu.A. Kumzerov, A.V. Fokin. Nanomater. **13**, 280 (2023).
- [26] E.V. Charnaya, C. Tien, K.J. Lin, C.S. Wur, Y.A. Kumzerov. Phys. Rev. B **58**, 467 (1998).
- [27] E.V. Shevchenko, E.V. Charnaya, M.K. Lee, L.-J. Chang, M.V. Likholetova, I.E. Lezova, Y.A. Kumzerov, A.V. Fokin. Physica C **574**, 1353666 (2020).
- [28] S. Theodorakis, Z. Těšanović. Phys. Rev. B **40**, 10, 6659 (1989).
- [29] J. Provost, E. Paumier, A. Fortini. J. Phys. F Met. Phys. **4**, 439 (1974).
- [30] R. Satariano, L. Parlato, A. Vettoliere, R. Caruso, H.G. Ahmad, A. Miano, L. Di Palma, D. Salvoni, D. Montemurro, L. Parlato, G.P. Pepe, F. Tafuri, G. Ausanio, D. Massarotti. Phys. Rev. B **103**, 224521 (2021).
- [31] O.M. Kapran, T. Golod, A. Iovan, A.S. Sidorenko, A.A. Golubov, V.M. Krasnov. Phys. Rev. B **103**, 094509 (2021).
- [32] L. Parlato, R. Caruso, A. Vettoliere, R. Satariano, H.G. Ahmad, A. Miano, D. Montemurro, D. Salvoni, G. Ausanio, F. Tafuri, G.P. Pepe, D. Massarotti, C. Granata, J. Appl. Phys. **127**, 193901 (2020).
- [33] A.I. Buzdin. Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
- [34] R. Fermin, D. Van Dinter, M. Hubert, B. Woltjes, M. Silaev, J. Aarts, K. Lahabi. Nano Lett. **22**, 2209 (2022).
- [35] Y. Sakamoto, Y. Oba, H. Maki, M. Suda, Y. Einaga, T. Sato, M. Mizumaki, N. Kawamura, M. Suzuki. Phys. Rev. B **83**, 104420 (2011).
- [36] W.H. Li, C.W. Wang, C.Y. Li, C.K. Hsu, C.C. Yang, C.M. Wu. Phys. Rev. B **77**, 094508 (2008).
- [37] J.R. Clem, Z. Hao. Phys. Rev. B **48**, 13774 (1993).

Редактор Ю.Э. Кутаев