

## Реакция критического тока композита сверхпроводник–половинный металл на гидростатическое давление

В.В. Кононенко, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, В.Н. Варюхин

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины  
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина  
E-mail: vkkononenko@gmail.com*

Статья поступила в редакцию 22 сентября 2014 г., опубликована онлайн 27 января 2015 г.

В условиях гидростатического сжатия исследованы транспортные характеристики композита, состоящего из микрочастиц сверхпроводника  $\text{MgB}_2$  и нанопорошка ферромагнитного половинного металла  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  (LCMO). С повышением концентрации манганита LCMO выше порога протекания по  $\text{MgB}_2$  наблюдалось прохождение сверхтока по цепочкам сверхпроводник–ферромагнетик–сверхпроводник при толщине прослоек LCMO, на порядок превышающих магнитную длину когерентности  $\xi_M$  в половинном металле ( $\xi_M \leq 10 \text{ \AA}$ ). Такое поведение можно объяснить реализацией триплетных сверхпроводящих корреляций в половинном металле, возникающих благодаря спин-активной поверхности на наногранулах LCMO. Увеличение давления приводило к росту критического тока композита  $\text{MgB}_2$ –LCMO, в то время как критический ток и температура перехода чистого  $\text{MgB}_2$  уменьшались.

В умовах гідростатичного стискування досліджено транспортні характеристики композиту, що складається з мікрочасток надпровідника  $\text{MgB}_2$  і нанопорошку феромагнітного половинного металу  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  ((LCMO). З підвищенням концентрації манганіта LCMO вище за поріг протікання по  $\text{MgB}_2$  спостерігалось проходження надструму по ланцюжках надпровідник–феромагнетик–надпровідник при товщині прошарків LCMO, що на порядок перевищують магнітну довжину когерентності  $\xi_M$  в половинному металі ( $\xi_M \leq 10 \text{ \AA}$ ). Таку поведінку можна пояснити реалізацією триплетних надпровідних кореляцій в половинному металі, що виникають завдяки спин-активній поверхні на наногранулах LCMO. Збільшення тиску призводило до зростання критичного струму композиту  $\text{MgB}_2$ –LCMO, тоді як критичний струм і температура переходу чистого  $\text{MgB}_2$  зменшувалися.

PACS: **74.40.–n** Флуктуационные явления;  
**74.45.+c** Эффекты близости; SN и SNS контакты;  
**74.62.Fj** Эффекты давления;  
**74.90.+n** Другие вопросы сверхпроводимости;  
**75.50.Tt** Системы малых частиц, нанокристаллические материалы.

Ключевые слова: перколяционный кластер, спин-активная граница, критическая температура, вольт-амперные характеристики, композиты ферромагнетик–сверхпроводник.

### Введение

Исследованию характеристик гетероструктур сверхпроводник–магнетик–сверхпроводник (S–M–S) в последнее время посвящено значительное число публикаций [1–12]. Однако, несмотря на большое число работ по проявлению эффекта близости в контактах сверхпроводника с ферромагнетиками, лишь в некоторых из них определялся критический ток [13–17]. В основном исследования были ограничены измерением

температурных зависимостей гетероструктур, что во многом обусловлено сложностью измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) в направлении, нормальном к тонким слоям [18–22]. В настоящей работе измерены температурные зависимости сопротивления и ВАХ объемного композита из ферромагнитного манганита лантана ( $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ ) и сверхпроводника  $\text{MgB}_2$  с разным объемным содержанием магнетика в условиях высоких гидростатических давлений.

Давление можно использовать как эффективный способ определения природы контактов, возникающих в гранулярной среде. Для контактов металлического типа критический ток под давлением будет изменяться в соответствии с изменением отношения  $\Delta/R$  ( $\Delta$  — энергетическая щель сверхпроводящего берега контакта,  $R$  — сопротивление мостика в нормальном состоянии) [23]. Если межзеренные границы являются диэлектрическими или нормальными областями, то плотность критического тока запишем в виде

$$j_c \approx j_e^{-\zeta}, \quad \zeta = \frac{d}{\xi_N}, \quad (1)$$

где  $d$  и  $\xi_N$  — толщина и длина когерентности нормального слоя соответственно [23]. При больших параметрах  $\zeta$  даже незначительное уменьшение толщины  $d$  может привести к быстрому возрастанию критического тока. Такое различие в характере реакции на давление гранулярной среды с нормальными прослойками между гранулами и среды со сверхпроводящими закоротками позволяет в нашем случае по реакции критического тока исследуемого образца на давление однозначно определить, протекает ток через ферромагнитное включение или через сверхпроводящую закоротку.

Проведенные нами эксперименты показали, что если критический ток и критическая температура образца  $\text{MgB}_2$  с увеличением давления убывали, то в композите при объемном содержании манганита  $p > p_c \approx 23\%$  критический ток существенно увеличивался. При этом наблюдалось сужение сверхпроводящего  $R(T)$ -перехода композита под действием давления, что свидетельствует об уменьшении флуктуационных эффектов и росте сверхпроводящих корреляций в композите [24,25].

### Эксперимент

Исследованы транспортные характеристики композитов сверхпроводник– $\text{MgB}_2$  (критическая температура сверхпроводящего перехода  $T_c = 39,5$  К) и манганит– $\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$  (точка Кюри  $T_C = 280$  К) с различным объемным содержанием магнетика. Особенность этих композитов заключается в том, что дигидрид магния представлял собой порошок с размерами гранул  $d = 5\text{--}10$  мкм, а  $\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$  — нанопорошок, размер частиц которого составлял  $d = 10\text{--}30$  нм. Измерения намагниченности показали, что порошок манганита такого размера сохраняют магнитные свойства, близкие к свойствам монокристалла [26]. Однородный состав композита получался смешиванием компонентов в спирте с последующей сушкой и дополнительным механическим перемешиванием. Из полученной смеси под давлением  $P = 40\text{--}60$  кбар прессовались пластинки с размерами  $0,2 \times 1 \times 10$  мм. Такие давления обеспечивали электрическую связь между гранулами и высокую механическую прочность пла-

стинки. Токовые и потенциальные измерительные контакты изготавливали при прессовании пластинок с добавлением мелкодисперсного серебра в область предполагаемого контакта. Образцы не подвергались спеканию во избежание взаимной диффузии и химической реакции компонентов.

Таким образом, электрическая проводимость композита, который представляет собой механическую смесь компонентов, определяется характером строения перколяционного кластера. Выбор  $\text{MgB}_2$  в качестве матрицы обусловлен высокой проводимостью спрессованного аналогичным образом порошка  $\text{MgB}_2$ , а также тем, что он имеет хорошо выраженный металлический характер, что указывает на чистоту межзеренных границ  $\text{MgB}_2$ . Как известно, электротранспортные характеристики композитов зависят от структуры возникающего в композите проводящего кластера, особенно для сильно отличающихся по проводимости компонентов композита [27]. Если бесконечный перколяционный кластер по высокопроводящей фазе разорван, то транспортные характеристики композита будут определять более высокоомная фаза. В композите  $\text{MgB}_2\text{--LCMO}$  высокоомной фазой является манганит LCMO. Это позволило, варьируя объемную концентрацию ( $p$ ) для LCMO, определить порог протекания ( $p_c = 23$  об.%), выше которого транспортные характеристики композита обусловлены прохождением тока по цепочкам  $\text{MgB}_2\text{--LCMO--MgB}_2$ . Исходя из обычной перколяционной модели [27,28], малые (~20 об.%) добавки высокоомной фазы LCMO не могут разорвать бесконечный кластер по низкоомной фазе  $\text{MgB}_2$ , доля которого в смеси ~ 80 об.%, а для протекания в трехмерных смесях достаточно 20 об.% низкоомной фазы. Наблюдаемое существенное отклонение от теории протекания в нашем случае объясняется большим различием размеров гранул  $\text{MgB}_2$  и порошинок LCMO. В результате при  $p > 23$  об.% порошинки LCMO покрывают поверхность больших гранул  $\text{MgB}_2$ , исключая непосредственный контакт между ними.

Эксперименты по влиянию высоких гидростатических давлений на температурные зависимости сверхпроводящего перехода и критического тока композитов  $\text{MgB}_2\text{--LCMO}$  выполнялись в камере высокого давления типа поршень–цилиндр [29]. Передающей давлением средой служила смесь керосин–масло. Кроме образца, в камере находился датчик температуры из платиновой проволоки и манганиновый датчик давления.

### Результаты

На рис. 1 приведена зависимость удельного сопротивления  $\rho$  композита  $\text{MgB}_2\text{--LCMO}$  от объемного содержания LCMO при температуре  $T = 300$  К. Быстрое изменение удельного сопротивления образца происходит в районе 23 об.% LCMO. Температурный ход со-

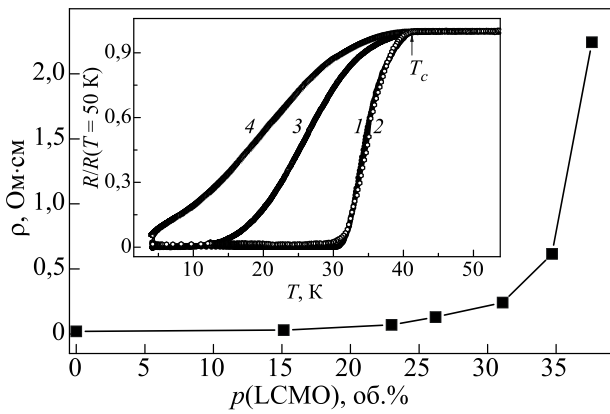


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления  $\rho$  композита от объемного содержания LCMO. На вставке показаны  $R(T)$ -зависимости  $\text{MgB}_2$  (1),  $\text{MgB}_2$ -LCMO при объемном содержании LCMO 15 (2), 27 (3) и 34 (4) об.% соответственно. Зависимости  $R(T)$  нормированы при  $T = 50$  К.

противления для чистого  $\text{MgB}_2$  и композита  $\text{MgB}_2$ -LCMO (15, 27 и 34 об.% LCMO) представлен на вставке рис. 1. На рисунке видно, что добавка 15 об.% манганита в  $\text{MgB}_2$  не изменяет характер  $R(T)$ -перехода, который совпадает с  $R(T)$ -зависимостью чистого  $\text{MgB}_2$ . Но уже 27%-ная добавка LCMO существенно уширяет резистивный сверхпроводящий  $R(T)$ -переход композита. Сопротивление образца с 34 об.% нанопорошка LCMO в  $\text{MgB}_2$  остается конечным во всем исследуемом интервале температур, хотя начало  $R(T)$ -перехода композита совпадает с началом сверхпроводящего перехода чистого  $\text{MgB}_2$ . Отметим, что температурные зависимости сопротивления снимались на установке PPMS-9 при величинах измерительных токов (10–100 мкА), которые не влияли на форму  $R(T)$ -перехода.

Оценка толщины прослоек манганита от его объемного содержания в композите при характерных размерах пластинок диборида магния  $\sim 5 \times 3 \times 2$  мкм показывает, что при однородном распределении достаточно  $\sim 18$  об.% LCMO для получения толщины прослойки  $d \sim 50$  нм, что более чем на порядок превышает магнитную длину когерентности  $\xi_M$  в половинном металле ( $\xi_M \leq 10$  Å) [5,8,11,15,16]. Это приводит к тому, что уже при малых концентрациях манганита все гранулы  $\text{MgB}_2$  могут покрываться наночастицами LCMO. В результате прямой контакт гранул  $\text{MgB}_2$  исключается, а сопротивление композита определяется протеканием тока по цепочкам LCMO- $\text{MgB}_2$ -LCMO и т.д., что и приводит к значительному уширению кривой  $R(T)$  сверхпроводящего перехода (вставка на рис. 1). На такую структуру композита указывают также измерения плотности пресованных образцов. Так, плотность пластинок  $\text{MgB}_2$  при давлениях 40–60 кбар составляла  $(72 \pm 3)\%$  от плотности монокристалла  $\text{MgB}_2$ . Плотность спрессованного нанопорошка LCMO при тех же давлениях достигала  $(65 \pm 5)\%$ , а плотность композита  $\text{MgB}_2$ -LCMO (27 об.%)

составила  $(93 \pm 3)\%$  расчетной плотности. Такая высокая плотность композита свидетельствует о том, что нанопорошок LCMO под действием высоких одноосных давлений «растекался» по объему образца, заполняя поры между значительно большими гранулами  $\text{MgB}_2$ .

На рис. 2 представлены вольт-амперные характеристики образцов  $\text{MgB}_2$ -LCMO (27 и 34 об.% LCMO). Если для образцов, содержащих 27 об.% LCMO (главная панель рис. 2), наблюдается критический ток, то для 34 об.% LCMO (вставка, рис. 2) ВАХ не демонстрирует критического тока и принимает форму, характерную для среды из слабосвязанных джозефсоновских контактов с избыточным током  $I_{\text{exc}}$ . То есть наблюдается превышение  $I_{\text{exc}}$  тока в сверхпроводящем состоянии над током в нормальном состоянии. Такую ситуацию можно смоделировать на структуре большого числа слабосвязанных S-N-S-контактов [30–32]. На рис. 3 приведены температурные зависимости сверхпроводящего перехода для образца  $\text{MgB}_2$ -LCMO (27 об.% LCMO) при нулевом давлении и  $P = 12$  кбар. Под действием давления начало перехода композита сдвигалось в сторону низких температур, а область размытия, начиная с середины  $R(T)$ -перехода, смещалась в область высоких температур. Такая реакция температурной зависимости сопротивления композита на давление связана с двумя факторами: отрицательным значением  $dT_c/dP$  для  $\text{MgB}_2$  и реакцией на давление межзеренных прослоек. На вставке рис. 3 представлено влияние давления на зависимость сверхпроводящего  $R(T)$ -перехода для образца  $\text{MgB}_2$ . Как видно, под действием давления критическая температура перехода падает со скоростью  $dT_c(P)/dP \approx 0,1$  К/кбар. Эти значения  $dT_c/dP$  согласуются с данными, приведенными в обзоре [33]. Уменьшение размытия кривой  $R(T)$ -перехода для композита (рис. 3) коррелирует с возрастанием критического тока, что также характерно для реакции джозефсоновских сред на гидростатическое сжатие [24,25].

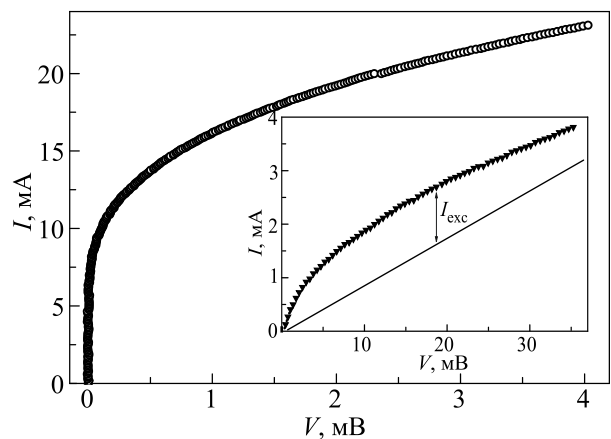


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики композитов  $\text{MgB}_2$ -LCMO с 27 (основная панель) и 34 (на вставке) об.% LCMO, измеренные при  $T = 4,2$  К.

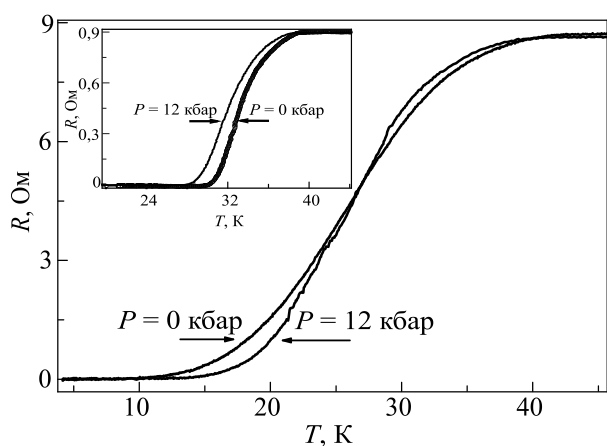


Рис. 3. Влияние гидростатических давлений на температурную зависимость сверхпроводящего перехода  $\text{MgB}_2$ -LCMO (27 об.% LCMO). На вставке — влияние давления на температурную зависимость сопротивления образца  $\text{MgB}_2$ .

Влияние давления на вольт-амперные характеристики образцов  $\text{MgB}_2$  и  $\text{MgB}_2$ -LCMO показано на рис. 4. Критический ток сверхпроводников второго рода зависит от давления в соответствии с изменением постоянной решетки и критической температуры. Критическая температура  $\text{MgB}_2$  убывает с увеличением давления (рис. 3), соответственно, для образцов  $\text{MgB}_2$  под давлением наблюдается уменьшение критического тока (вставка на рис. 4). Напротив, для образцов композита  $\text{MgB}_2$ -LCMO давление приводило к увеличению критического тока (рис. 4, главная панель). Таким образом, эксперименты по влиянию давления на транспортные характеристики композита  $\text{MgB}_2$ -LCMO указывают на формирование структуры слабосвязанных контактов S-N-S-типа. Сравнительно большая величина критического тока композита (рис. 4) исключает большое отношение  $\zeta = d/\xi_N$ , при котором критический ток (1) экспоненциально подавляется ( $d \geq 10$  нм).

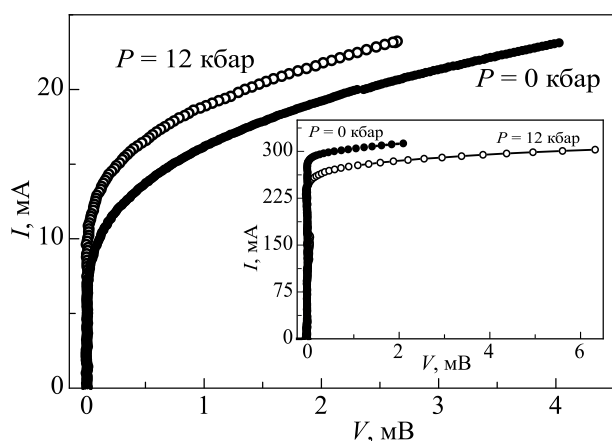


Рис. 4. Влияние высоких гидростатических давлений на вольт-амперную характеристику композита  $\text{MgB}_2$ -LCMO (27 об.% LCMO). На вставке — влияние давления на вольт-амперную характеристику  $\text{MgB}_2$ . Зависимости измерены при  $T = 4,2$  К.

То есть длина когерентности  $\xi_N$  в LCMO намного превышала магнитную длину когерентности в половинном металле  $\xi_M \leq 1$  нм [5,6,8,12].

Известно, что на поверхности гранул манганитов имеется слой, намагниченность которого отлична от намагниченности объема гранул [26]. Как показано в [34], давление порядка 10 кбар приводит к металлизации этого слоя, при этом проводимость межзеренных прослоек композита резко возрастает, что увеличивает сверхпроводящую составляющую тока между берегами  $\text{MgB}_2$ . В исследуемых нами объектах парадоксально то, что «нормальным металлом» в S-N-S-контактах является ферромагнетик LCMO, на поверхности Ферми которого присутствуют электроны только с одним направлением спина (половинный металл). В таком случае куперовская пара с *s*-волновой симметрией параметра порядка ( $\text{MgB}_2$ ) и противоположным направлением спинов электронов не может беспрепятственно проникнуть через ферромагнетик  $\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$  на расстояния  $\geq 10$  нм без разрушения пары [1,2,5,8,35–38]. Однако ситуация складывается иначе, если интерфейс между  $\text{MgB}_2$ -LCMO представляет собой спин-активную границу [1–5,8,14–17]. Роль спин-активной границы может играть поверхность гранул, направление намагниченности в которой отличается от такового в объеме [1,2,4,12,15–17]. О существовании такой поверхности в нашем случае свидетельствует аномальная реакция на давление критического тока, которую можно объяснить металлизацией поверхностных слоев [34]. При наличии спин-активной границы на гранулах манганита появляется возможность трансформации куперовских пар в триплетные корреляции, обеспечивающие протекание сверхпроводящего тока через половинный металл LCMO.

### Заключение

Проведенные эксперименты показывают, что в композитах  $\text{MgB}_2$ -LCMO образуется сетка слабосвязанных контактов  $\text{MgB}_2$ - $\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$ - $\text{MgB}_2$  и реализуется режим протекания сверхтекучей компоненты тока через половинный металл  $\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$ . Эксперименты под давлением демонстрируют также, что интерфейс между  $\text{MgB}_2$  и LCMO отличается по свойствам от объема и, видимо, представляет собой спин-активную область, при прохождении через которую куперовские пары с *s*-волновой симметрией параметра порядка приобретают триплетные корреляции, что обеспечивает протекание сверхтока через ферромагнитный половинный металл  $\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$ .

1. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4096 (2001).
2. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).

3. M. Houzet and A.I. Buzdin, *Phys. Rev. B* **76**, 060504(R) (2007).
4. A.F. Volkov and K.B. Efetov, *Phys. Rev. B* **81**, 144522 (2010).
5. M. Eschrig, J. Kopu, J.C. Cuevas, and G. Schön, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 137003 (2003).
6. Y. Asano, Y. Tanaka, and A.A. Golubov, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 107002 (2007).
7. A.V. Galaktionov, M.S. Kalenkov, and A.D. Zaikin, *Phys. Rev. B* **77**, 094520 (2008).
8. M. Eschrig and T. Löfwander, *Nature Physics* **4**, 138 (2008).
9. K. Halterman and O.T. Valls, *Phys. Rev. B* **80**, 104502 (2009).
10. R. Grein, T. Löfwander, G. Metalidis, and M. Eschrig, *Phys. Rev. B* **81**, 094508 (2010).
11. T. Löfwander, R. Grein, and M. Eschrig, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 207001 (2010).
12. M. Eschrig, *Phys. Today* **64**, 43 (2011).
13. M.Q. Huang, Z.G. Ivanov, P.V. Komissinski, and T. Claeson, *Physica C* **79**, 326 (1999).
14. R.S. Keizer, S.T.B. Goennenwein, T.M. Klapwijk, G. Miao, and A. Gupta, *Nature (London)* **439**, 825 (2006).
15. M.S. Anwar, M. Hesselberth, M. Porcu, and J. Aarts, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 226401 (2010).
16. M.S. Anwar and J. Aarts, *Supercond. Sci. Technol.* **24**, 024016 (2011).
17. Г.А. Овсянников, А.Е. Шейрман, А.В. Шадрин, Ю.В. Кислинский, К.И. Константиныан, А. Калабухов, *Письма в ЖЭТФ* **97**, 1650169 (2013).
18. P. Prieto, P. Vivas, G. Campillo, E. Vaca, L.F. Castro, M. Varela, C. Ballesteros, D. Arias, C. León, and J. Santamaria, *J. Appl. Phys.* **89**, 8026 (2001).
19. V. Peña, Z. Sefrioui, D. Arias, C. Leon, J. Santamaria, M. Varela, S.J. Pennycook, and J.L. Martinez, *Phys. Rev. B* **69**, 224502 (2004).
20. P. Przyslupski, I. Komissarov, W. Paszkowicz, P. Dluzewski, R. Minikayev, and M. Sawicki, *Phys. Rev. B* **69**, 134428 (2004).
21. S. Soltan, J. Albrecht, and H.-U. Habermeier, *Phys. Rev. B* **70**, 144517 (2004).
22. C. Visani, J. Tornos, N.M. Nemes, M. Rocci, C. Leon, J. Santamaria, S.G.E. te Velthuis, Y. Liu, A. Hoffmann, J.W. Freeland, M. Garcia-Hernandez, M.R. Fitzsimmons, B.J. Kirby, M. Varela, and S.J. Pennycook, *Phys. Rev. B* **84**, 060405(R) (2011).
23. А. Бароне, Дж. Патерно. *Эффект Джозефсона: физика и применение*, Мир, Москва (1984).
24. В.Г. Барьяхтар, О.В. Григуть, А.В. Василенко, А.И. Дьяченко, В.М. Свистунов, В.Ю. Таренков, О.И. Черняк, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 457 (1988).
25. В.М. Свистунов, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, О.В. Григуть, О.И. Черняк, А.В. Василенко, *ФТТ* **30**, 3498 (1988).
26. T. Sarkar, M.V. Kamalakar, and A.K. Raychaudhuri, *New J. Phys.* **14**, 033026 (2012).
27. X. Liu, R. P. Panguluri, Zhi-Feng Huang and B. Nadgorny, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 035701 (2010)
28. D. Stauffer and A. Aharony, *Introduction to Percolation Theory*, 2nd Edition, Taylor and Francis, London (1992).
29. Е.С. Ицкевич, *ИТЭ*, №4, 148 (1963).
30. M.S. da Luz, C.A.M. dos Santos, M.J.R. Sandim, A.J.S. Machado, and R.F. Jardim, *Brazilian J. Phys.* **37**, N3B, 1155 (2007).
31. C.A.M. dos Santos, C.J.V. Oliveira, M.S. da Luz, A.D. Bortolozo, M.J.R. Sandim, and A.J.S. Machado, *Phys. Rev. B* **74**, 184526 (2006).
32. А.И. Дьяченко, В.Ю. Таренков, *ЖЭТФ* **91**, 891 (1986).
33. C. Buzea and T. Yamashita, *Supercond. Sci. Technol* **14**, 115 (2001).
34. В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, В.Н. Криворучко, *ЖЭТФ* **120**, 205 (2001).
35. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **47**, 1136 (1964).
36. P. Fulde and R.A. Ferrell, *Phys. Rev.* **135**, A550 (1964).
37. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, *УФН* **172**, 113 (2002).
38. A.I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).

### The critical current reaction on hydrostatic pressure of a superconductor–semimetal composite

V.V. Kononenko, V.Yu. Tarenkov, A.I. Dyachenko, and V.N. Varukhin

The transport characteristics of a composite that consists of microparticles superconductor  $MgB_2$  and nanopowder ferromagnetic semimetal  $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$  (LCMO) are investigated under hydrostatic compression. It is found that as the increasing concentration of manganite LCMO is increased above the percolation threshold for  $MgB_2$  one can observe the overcurrent passage through the superconductor–ferromagnet–superconductor chains with a LCMO thickness that exceeds the magnetic coherence length  $\xi_M$  in the semimetal ( $\xi_M \leq 10 \text{ \AA}$ ) by the order of magnitude. This behavior is attributable to the presence of superconducting triplet correlations in the semimetal, arising due to the spin-active surface nanogranular of LCMO. The pressure causes the critical current of the  $MgB_2$ –LCMO composite to increase and the critical current and the transition temperature of pure  $MgB_2$  to decrease.

PACS: **74.40.-n** Fluctuation phenomena;  
**74.45.+c** Proximity effects; SN and SNS contacts;  
 74.62.Fj Effects of pressure;  
**74.90.+n** Other issues superconductivity;  
 75.50.Tt Systems of small particles; nanocrystal materials.

Keywords: percolation cluster, the spin-active surface, the critical temperature, the current-voltage characteristics, ferromagnet–superconductor composite.