

PACS: 74.40.+n, 74.45.+c, 72.10.-d

С.Л. Сидоров, А.И. Дьяченко, В.Ю. Таренков, В.Ф. Заводовский

ПРОЯВЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ФЛУКТУАЦИЙ
В ХАРАКТЕРИСТИКАХ АНДРЕЕВСКИХ КОНТАКТОВ Bi2223–Ag
ПРИ $T > T_c$

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2012 года

Проведены спектроскопические исследования андреевских контактов для высокотемпературного сверхпроводника Bi2223 с критической температурой $T_c = 110$ К. Контакты NS-типа Bi2223–Ag демонстрировали энергетическую щель Δ в районе $V = 50$ мВ. Обнаружено существование избыточного тока I_{exc} в широком температурном интервале $T > T_c$. Наличие избыточного тока в этом температурном интервале означает присутствие некогерентных куперовских пар с энергией связи соответствующей псевдощели, которая наблюдается в спектрах фотоэмиссии.

Ключевые слова: андреевская спектроскопия, энергетическая щель, избыточный ток

Проведено спектроскопічні дослідження андріївських контактів для високотемпературного надпровідника Bi2223 з критичною температурою $T_c = 110$ К. Контакти NS-типу Bi2223–Ag демонстрували енергетичну щілину Δ в районі $V = 50$ мВ. Виявлено існування надлишкового струму I_{exc} в широкому температурному інтервалі $T > T_c$. Наявність надлишкового струму в цьому температурному інтервалі означає присутність некогерентних куперовських пар з енергією зв'язку відповідної псевдощілини, яка спостерігається у спектрах фотоемісії.

Ключові слова: андріївське відбиття, енергетична щілина, надлишковий ток

Введение

Наиболее проблемным вопросом для физики высокотемпературной сверхпроводимости является природа псевдощели Δ_{PG} в электронном спектре купратов [1–4,8]. Псевдощель проявляется как подавление в окрестности уровня Ферми плотности электронных состояний с энергией $|\epsilon| \leq \Delta_{PG}$ при температуре $T < T^*$ и может быть как «предшественником» сверхпроводящей энергетической щели [5–7], так и следствием сильных электронных корреляций [8–10]. «Нормальная» псевдощель в электронном спектре ква-

зичастиц может также возникать при образовании в CuO_2 -плоскостях страйпов (полосок) [11–14], волн спиновой или зарядовой плотности [15–19] и других недавно обнаруженных пространственно-неоднородных структур типа нематика и смектика [15,20–25]. В зоне Бриллюэна купрата псевдощель $\Delta_{\text{PG}}(\mathbf{k})$ локализуется в окрестности точек $\mathbf{k} = (0, \pm\pi/a_0), (\pm\pi/a_0, 0)$, где a_0 – постоянная решетки в плоскости CuO_2 . В этой же области достигает максимума энергетическая щель $\Delta(\mathbf{k})$ куперовских пар [1–3,15,20,24,26–28]. В результате между двумя параметрами порядка может возникнуть внутренняя связь, которая не сводится просто к конкуренции за одни участки поверхности Ферми [15]. Для разрешения этой проблемы необходимы эксперименты, чувствительные к фазе параметра порядка сверхпроводника.

Таким методом, непосредственно обусловленным существованием куперовских пар, является андреевское отражение в контактах нормальный металл–сверхпроводник [29–32]. При андреевском отражении электрон, инжектируемый из N-металла в сверхпроводник S, образует в окрестности NS-границы куперовскую пару, которая уходит в конденсат, при этом в нормальный металл отражается дырка. Противоток дырок приводит к увеличению тока через контакт над током в нормальном состоянии (избыточный ток), а особенность в проводимости dI/dV контакта при $V \approx \Delta(T)/e$ позволяет определить величину и симметрию энергетической щели $\Delta(\mathbf{k})$ [30–32].

В настоящей работе показано, что в андреевских контактах $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_{1.8}\text{Ca}_{2.2}\text{Cu}_3\text{O}-\text{Ag}$ ($\text{Bi2223}-\text{Ag}$) избыточные проводимость (рис. 1) и ток (рис. 2) наблюдаются при температурах $T < T_{\text{pair}}$, где температура $T_{\text{pair}} \approx 200$ К больше температуры появления эффекта Нернста $T_{\text{v}} \sim 140-150$ К [33] и существенно превышает температуру сверхпроводящего перехода $T_c = 110$ К. Этот результат согласуется с наблюдением диамагнитного отклика и эффекта Нернста при $T > T_c$ [34] и не противоречит недавним результатам фотоэмиссионной спектроскопии с высоким угловым разрешением (ARPES) для купрата Bi2223 [35].

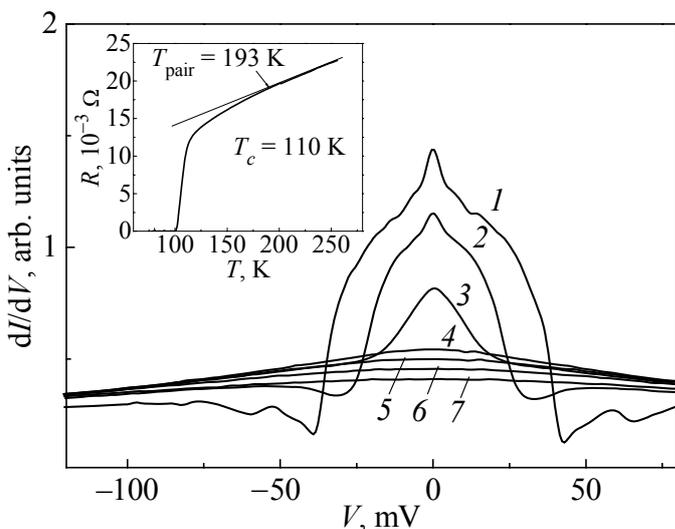


Рис. 1. Проводимость андреевского контакта $\text{Bi2223}-\text{Ag}$ ($T_c = 110$ К) при температурах T , К: 1 – 78, 2 – 95, 3 – 101, 4 – 104, 5 – 110, 6 – 122, 7 – 146. На вставке – $R(T)$ -зависимость для Bi2223

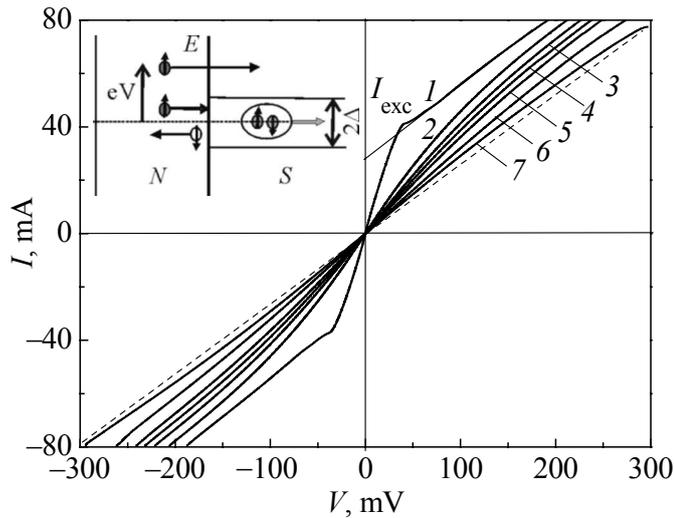


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика контактов Bi2223–Ag ($T_c = 110$ К) при температурах T , К: 1 – 77, 2 – 101, 3 – 110, 4 – 122, 5 – 146, 6 – 170, 7 – 182. На вставке – схема процесса андреевского отражения электронов (зачерненные овалы) с образованием куперовской пары и дырки (светлый овал)

Эксперимент

Исходный керамический порошок $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_{1.8}\text{Ca}_{2.2}\text{Cu}_3\text{O}$ (Bi2223) приготавливали по стандартной керамической технологии методом термофазной диффузии. Из полученного порошка под давлением 30–60 kbar прессовали пластинки размерами $0.5 \times 4 \times 15$ mm. Их отжигали при температуре $T = 855^\circ\text{C}$ в течение 24 h, а далее выдерживали при $T = 830^\circ\text{C}$ в течение 8 h. В результате пластинки приобретали крупнозернистую структуру с размерами микрокристаллов Bi2223 $d = 10\text{--}15$ μm , ориентированных преимущественно в плоскости ab . Вклад межзеренных границ в сопротивление пластинки был пренебрежимо мал, о чем свидетельствует отсутствие размытия «хвоста» $R(T)$ -перехода пластинки при $T \approx T_c$ (вставка на рис. 1). Для измерения $R(T)$ -зависимости пластинок использовали стандартную четырехзондовую схему, переходное сопротивление контактных площадок составляло 10^{-3} Ω , что на два порядка меньше, чем сопротивление пластинок. Критическую температуру T_c определяли посередине $R(T)$ -зависимости сверхпроводящего перехода купрата. Она составляла 110 К, что соответствует критической температуре Bi2223 при оптимальной концентрации добавленных носителей [35].

Контакты Шарвина создавали по методу «мягкого контакта» [32] регулируемым касанием острия Ag поверхности микрокристалла Bi2223. Радиус закругления острия Ag был ~ 1 μm , что намного меньше размеров микрокристаллов в пластинках (~ 10 μm). Отбирали микроконтакты с малым параметром $Z \ll 1$ теории [38], что, как показано в обзоре [30], возможно в контактах с металлооксидами (см. [32,36]). Отсутствие эффектов перегрева контактов показывает сравнение температурной зависимости проводимости контакта, измеренной при смещении $V = 0.01$ mV, с зависимостью избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)$, найденной при смещении $V = 200$ mV (рис. 3). При измерении проводимости при предельно малых токах выделением мощности на контакте можно пренебречь. Тем не менее резкое падение избыточного тока

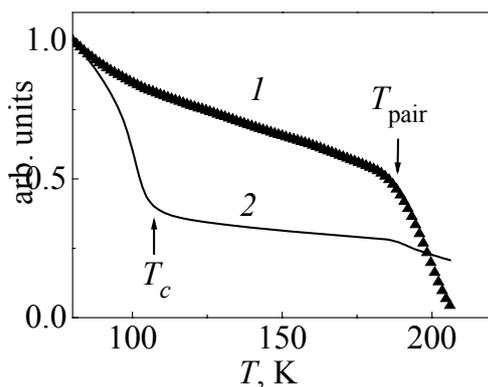


Рис. 3. Температурная зависимость избыточного тока I_{exc} при $V \sim 200$ mV (кривая 1) и проводимости контакта dI/dV при $V = 0.01$ V (кривая 2)

наблюдается в том же температурном интервале $T \approx 180\text{--}200$ K, где уменьшается проводимость контакта, что и доказывает незначительное влияние тепловых эффектов на исследуемые характеристики контактов.

Обсуждение

Для андреевских контактов с купратом Bi2223 баллистического режима удалось добиться использованием «мягкого касания» [32]. Характер динамической проводимости dI/dV андреевского контакта (см. рис. 1) хорошо согласуется с d -волновой симметрией параметра порядка [37] при инжекции носителей в направлении [100] плоскости CuO_2 и параметре $\Delta(0) \approx 40\text{--}50$ meV, причем температурная зависимость $\Delta(T)$ соответствует формуле БКШ. Особенности спектра при $eV = 40\text{--}50$ meV (рис. 1), по данным ARPES [35], соответствуют энергетической щели «внешних» плоскостей CuO_2 Bi2223. В андреевском спектре наблюдается также особенность (пик вниз) при $60\text{--}65$ meV, что согласно [35] может соответствовать энергетической щели для «внутренней» плоскости CuO_2 .

Отметим, что в работах [36] и [38] для контактов Bi2223–Au согласование формы проводимости контакта с теорией достигалось для комбинированного $(s+d)$ -параметра порядка. В нашем случае проводимость контактов Bi2223–Ag (см. рис. 1) соответствует d -волновой симметрии параметра порядка Bi2223. Согласно [39] возможно сохранение избыточной проводимости андреевских контактов при $T > T_c$, если псевдощель обусловлена некогерентными по фазе куперовскими парами. Такие изменения наблюдались ранее, но только в малой окрестности T_c на точечных контактах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-x}\text{--Au}$ [40] и на контактах Джозефсона [41]. Однако оба эффекта [40,41] удалось объяснить в рамках модели гауссовских флуктуаций [42]. Реализация баллистического режима в контактах, приготовленных по технологии «мягкого касания» [32], позволила показать существование сверхпроводящих корреляций (реальных куперовских пар) в существенно более широком температурном интервале $T_c < T < (T_{\text{pair}} \approx 200$ K).

Отметим, что в работе [26] температура раскрытия «малой» псевдощели, найденная методом ядерного магнитного резонанса на меди, для оптимально допированного купрата $\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_6(\text{F}_{0.6}\text{O}_{0.4})_2$ (2223) оказалась порядка 170 K

(при $T_c = 120$ К), что близко к значению $T_{\text{pair}} = 180\text{--}200$ К, полученному из температурной зависимости избыточного тока (рис. 3). Тогда при такой концентрации носителей псевдощель, определяемая по ^{63}Cu -спектру ЯМР, непосредственно связана с образованием куперовских пар. Значительное расхождение между T_c^{max} и действительной температурой сверхпроводящего перехода T_c в купратах может быть следствием существования конкурирующего параметра порядка, который генерирует «нормальную» псевдощель в антидиагональных направлениях (см. работы по ARPES [35,28], СТМ [27] и рассеянию нейтронов [43]).

Заключение

Таким образом, обнаружение избыточного тока вольт-амперных характеристик андреевских контактов (рис. 3) Bi2223-Ag при температуре $T \leq 200$ К, значительно превышающей T_c , показывает, что в купрате Bi2223 существуют куперовские пары с некоррелированными фазами параметра порядка, что препятствует возникновению конденсата пар [39]. Поэтому температуру ($T_{\text{pair}} \sim 200$ К) = T_c^{max} можно считать «предельной» для возможной реализации сверхпроводящего состояния в купратах. Близкая оценка температуры T_c^{max} получена из оптических измерений для YBCO ($T_c^{\text{max}} \sim 180$ К, [7]), данных ARPES для Bi2212 ($T_c^{\text{max}} \sim 150\text{--}180$ К, [27]), а также из μ -мезонной спектроскопии Bi2212 [44,45].

1. *M.R. Norman, D. Pines, C. Kallin*, Adv. Phys. **54**, 715 (2005).
2. *A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen*, Rev. Mod. Phys. **75**, 473 (2003).
3. *S. Hüfner, M.A. Hossain, A. Damascelli, G.A. Sawatzky*, Rep. Prog. Phys. **71**, 062501 (2008).
4. *Ø. Fischer, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, C. Berthod, and C. Renner*, Rev. Mod. Phys. **79**, 353 (2007).
5. *V.J. Emery, S.A. Kivelson*, Nature **374**, 434 (1995).
6. *T. Senthil and Patrick A. Lee*, Phys. Rev. **B79**, 245116 (2009).
7. *A. Dubroka, M. Rössle, K.W. Kim, V.K. Malik, D. Munzar, D.N. Basov, A. Schafgans, S.J. Moon, C.T. Lin, D. Haug, V. Hinkov, B. Keimer, Th. Wolf, J.G. Storey, J.L. Tallon, and C. Bernhard*, Phys. Rev. Lett. **106**, 047006 (2011).
8. *P.A. Lee, N. Nagaosa, and X.G. Wen*, Rev. Mod. Phys. **78**, 17 (2006).
9. *Ю.А. Изюмов, В.И. Анисимов*, Электронная структура соединений с сильными корреляциями, Ижевский институт компьютерных исследований, Москва–Ижевск (2008).
10. *A.S. Alexandrov, A.F. Andreev*, Europhys. Lett. **54**, 373 (2001).
11. *I. Martin, C. Panagopoulos*, Europhys. Lett. **91**, 67001 (2010).
12. *M. Vojta*, Adv. Phys. **58**, 564 (2009).
13. *M. Hücker, M. v. Zimmermann, G.D. Gu, Z.J. Xu, J.S. Wen, Guangyong Xu, H.J. Kang, A. Zheludev, and J.M. Tranquada*, Phys. Rev. **B83**, 104506 (2011).

14. S.I. Matveenko, S.I. Mukhin, F.V. Kusmartsev, arXiv: 1111.4139.
15. Rui-Hua He, M. Hashimoto, H. Karapetyan, J.D. Koralek, J.P. Hinton, J.P. Testaud, V. Nathan, Y. Yoshida, Hong Yao, K. Tanaka, W. Meevasana, R.G. Moore, D.H. Lu, S.-K. Mo, M. Ishikado, H. Eisaki, Z. Hussain, T.P. Devereaux, S.A. Kivelson, J. Orenstein, A. Kapitulnik, Z.-X. Shen, *Science* **331**, 1579 (2011).
16. J.-H. Ma, Z.-H. Pan, F.C. Niestemski, M. Neupane, Y.-M. Xu, P. Richard, K. Nakayama, T. Sato, T. Takahashi, H.-Q. Luo, L. Fang, H.-H. Wen, Ziqiang Wang, H. Ding, and V. Madhavan, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 207002 (2008).
17. М.В. Садовский, УФН **171**, 539 (2001).
18. J.A. Rosen, R. Comin, G. Levy, D. Fournier, Z.-H. Zhu, B. Ludbrook, C.N. Veenstra, D. Wong, P. Dosanjh, Y. Yoshida, H. Eisaki, L. Petaccia, and A. Damascelli, arXiv: 1111.2673.
19. E.H. da Silva Neto, Colin V. Parker, Pegor Aynajian, Aakash Pushp, and Ali Yazdani Jinsheng Wen, Zhijun Xu, and Genda Gu, arXiv: 1111.2564.
20. Y. Kohsaka, C. Taylor, P. Wahl, A. Schmidt, Jhinhwan Lee, K. Fujita, J.W. Alldredge, K. McElroy, Jinho Lee, H. Eisaki, S. Uchida, D.-H. Lee, J.C. Davis, *Nature* **454**, 1072 (2008).
21. M.J. Lawler, K. Fujita, Jhinhwan Lee, A.R. Schmidt, Y. Kohsaka, Chung Koo Kim, H. Eisaki, S. Uchida, J.C. Davis, J.P. Sethna, and Eun-Ah Kim, *Nature* **466**, 347 (2010).
22. A. Mesaros, K. Fujita, H. Eisaki, S. Uchida, J.C. Davis, S. Sachdev, J. Zaanen, M.J. Lawler, and Eun-Ah Kim, *Science* **333**, 426 (2011).
23. E. Fradkin, S.A. Kivelson, M.J. Lawler, J.P. Eisenstein, A.P. Mackenzie, *Annual Reviews of Condensed Matter Physics* **1**, 153 (2010).
24. A.R. Schmidt, K. Fujita, E.-A. Kim, M.J. Lawler, H. Eisaki, S. Uchida, D.-H. Lee, and J.C. Davis, *New J. Phys.* **13**, 065014 (2011).
25. I. Zeljkovic, E.J. Main, T.L. Williams, M.C. Boyer, Kamalesh Chatterjee, W.D. Wise, Takeshi Kondo, T. Takeuchi, Hiroshi Ikuta, G.D. Gu, E.W. Hudson, J.E. Hoffman, arXiv: 1104.4342.
26. S. Shimizu, Shinichiro Tabata, Hidekazu Mukuda, Yoshio Kitaoka, Parasharam M. Shirage, Hijiri Kito, and Akira Iyo, *Phys. Rev.* **B83**, 214514 (2011).
27. T. Kondo, Yoichiro Hamaya, Ari D. Palczewski, Tsunehiro Takeuchi, J.S. Wen, Z.J. Xu, Genda Gu, Jörg Schmalian, and Adam Kaminski, *Nature Phys.* **7**, 21 (2011).
28. Y. Okada, T. Kawaguchi, M. Ohkawa, K. Ishizaka, T. Takeuchi, S. Shin, and H. Ikuta, *Phys. Rev.* **B83**, 104502 (2011).
29. А.Ф. Андреев, ЖЭТФ **46**, 1823 (1964) [*Sov. Phys.–JETP* **19**, 1228 (1964)].
30. G. Deutscher, *Nature* **397**, 410 (1999).
31. В.М. Свистунов, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, И. Хатта, Письма в ЖЭТФ **71**, 418 (2000).
32. D. Daghero and R.S. Gonnelli, *Supercond. Sci. Technol.* **23**, 043001 (2010).
33. Y. Wang, L. Li, N.P. Ong, *Phys. Rev.* **B73**, 024510 (2006).
34. Lu Li, Yayu Wang, Seiki Komiyama, Shimpei Ono, Yoichi Ando, G.D. Gu, and N.P. Ong, *Phys. Rev.* **B81**, 054510 (2010).
35. S. Ideta, K. Takashima, M. Hashimoto, T. Yoshida, A. Fujimori, H. Anzai, T. Fujita, Y. Nakashima, A. Ino, M. Arita, H. Namatame, M. Taniguchi, K. Ono, M. Kubota,

- D.H. Lu, Z.-X. Shen, K.M. Kojima, S. Uchida*, Phys. Rev. Lett. **104**, 227001 (2010).
36. *R.S. Gonnelli, A. Calzolari, D. Daghero, L. Natale, G.A. Ummarino, V.A. Stepanov, M. Ferretti*, Eur. Phys. J. **B22**, 411 (2001).
37. *Y. Tanaka, S. Kashiwaya*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3451 (1995).
38. *J.Y.T. Wei, N.-C. Yeh, D.F. Garrigus, M. Strasik*, Phys. Rev. Lett. **81**, 2542 (1998).
39. *Han-Yong Choi, Yunkyu Bang, and David K. Campbell*, Phys. Rev. **B61**, 9748 (2000).
40. *Hyun-Sik Chang, Hu-Jong Lee, and Migaku Oda*, Phys. Rev. **B64**, 134504 (2001).
41. *N. Bergeal, J. Lesueur, M. Aprili, G. Faini, J.P. Contour, and B. Leridon*, Nature Physics **4**, 608 (2008).
42. *A. Larkin, A. Varlamov*, Theory of Fluctuations in Superconductors, Oxford University Press, Oxford (2005).
43. *D. Haug, V. Hinkov, Y. Sidis, P. Bourges, N.B. Christensen, A. Ivanov, T. Keller, C.T. Lin and B. Keimer*, New J. Phys. **12**, 105006 (2010).
44. *R. Khasanov, Takeshi Kondo, S. Strässle, D.O.G. Heron, A. Kaminski, H. Keller, S.L. Lee, and Tsunehiro Takeuchi*, Phys. Rev. Lett. **101**, 227002 (2008).
45. *J.E. Sonier*, J. Phys.: Condens. Matter **22**, 203202 (2010).

S.L. Sidorov, A.I. Dyachenko, V.Yu. Tarenkov, V.F. Zavodovskii

DEMONSTRATION OF SUPERCONDUCTING FLUCTUATIONS IN CHARACTERISTICS OF ANDREEV CONTACTS IN Bi2223–Ag AT $T > T_c$

The most problematic issue of the physics of high-temperature superconductivity is the nature of the pseudogap Δ_{PG} in electron spectrum of cuprates. In Brillouin zone, the pseudogap $\Delta_{PG}(\mathbf{k})$ is localized in the neighborhood of the points $\mathbf{k} = (0, \pm\pi/a_0), (\pm\pi/a_0, 0)$ where a_0 is the lattice constant in the CuO_2 plane. Within the same area, the energy gap of Cooper pairs $\Delta(\mathbf{k})$ achieves the maximum. As a result, intrinsic bond can appear between two order parameters. The bond does not reduce to competition for the same areas of the Fermi surface. The solution of this problem requires experiments that are sensitive to the phase of the order parameter of a superconductor. One of these methods is Andreev reflection in normal metal–superconductor contacts, being immediately determined by the existence of Cooper pairs. At Andreev reflection, an electron injected from metal N to superconductor S forms Cooper pair in the neighborhood of NS boundary. The pair goes to condensate and a hole is reflected to the normal metal. Counter-flow of holes results in increase in the current through the contact in comparison to the current in the normal state (excess current). A singularity of conductivity of the contact dI/dV at $V \approx \Delta(T)/e$ allows estimation of the value and the symmetry of the energy gap $\Delta(\mathbf{k})$. It is demonstrated in the present paper that excess conductivity and current are observed in Andreev contacts $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_{1.8}\text{Ca}_{2.2}\text{Cu}_3\text{O}-\text{Ag}$ (Bi2223–Ag) at the temperatures $T < T_{\text{pair}}$ where T_{pair} is above $T_0 \sim 140-150$ K (that is the temperature of Nernst effect appearance) and substantially exceeds the temperature of superconducting transition $T_c \approx 110$ K. This result agrees with detection of diamagnetic response and Nernst effect and does not contradict to recent results of photoemission spectroscopy with high angle resolution (ARPES) for Bi2223 cuprate.

Keywords: andreev spectroscopy, energy gap, excess current

Fig. 1. Conductivity of Andreev contact Bi2223–Ag ($T_c = 110$ K) at the temperatures T , K: 1 – 78, 2 – 95, 3 – 101, 4 – 104, 5 – 110, 6 – 122, 7 – 146. On the insertion – $R(T)$ dependence for Bi2223

Fig. 2. Current-voltage characteristic of contacts Bi2223–Ag ($T_c = 110$ K) at the temperatures T , K: 1 – 77, 2 – 101, 3 – 110, 4 – 122, 5 – 146, 6 – 170, 7 – 182. On the insertion – a chart of process of Andreev reflection of electrons (filled mugs) with formation of Cooper pair and hole (empty group)

Fig. 3. Temperature dependence of excess current I_{exc} (at $V \sim 200$ mV) (curve 1) and conductivity of contact dI/dV (at $V = 0.01$ V) (curve 2)