

05;06;12

Термоэдс в висмутовых высокотемпературных сверхпроводниках $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_{11}$

© С.С. Рагимов,¹ И.Н. Аскерзаде²¹ Институт физики НАН Азербайджана,
AZ1143 Баку, Азербайджан² Department of Computer Engineering, Engineering Faculty of Ankara University,
06100 Tandogan, Ankara, Turkey
e-mail: iasker@science.ankara.edu.tr, solstphs@physics.ab.az

(Поступило в Редакцию 6 августа 2009 г. В окончательной редакции 2 февраля 2010 г.)

Проведено исследование температурной зависимости термоэдс в висмутовых высокотемпературных сверхпроводниках $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_{11}$. Термоэдс имеет отрицательный знак при высоких температурах ($T > 300$ К) и положительный — при низких. С уменьшением температуры термоэдс достигает максимального значения вблизи и выше T_c , а затем резко падает до нуля. Полученные результаты могут быть объяснены в рамках двухзонной теории с линейным температурным членом.

Слабая связь между плоскостями $\text{BiO}-\text{BiO}$ в высокотемпературных сверхпроводниках BSCCO делает их привлекательными с точки зрения изучения электрических, термических и магнитных свойств [1–3]. Также хорошо известно, что сверхпроводящие свойства соединений BSCCO очень чувствительны к концентрации дырочных носителей, которая зависит от уровня замещения атомов [4,5]. Изучение транспортных свойств в соединениях BSCCO, таких как электропроводность, термоэдс и теплопроводность, является важным для понимания механизма сверхпроводимости и природы носителей тока в этих веществах. Транспортные свойства сильно зависят от способа приготовления образцов.

Сверхпроводники BSCCO с легированием элементами Fe, Cr, Co, Gd, Er, Nd, Sm, Ag, V, Ga были синтезированы двумя способами: методом твердотельной реакции и стекольно-керамическим (melt-quenching) методом. Результаты исследований этих соединений представлены в работах [6–9]. Последний метод синтеза является удобным для приготовления высокоплотных и однородных сверхпроводящих образцов определенной геометрической формы.

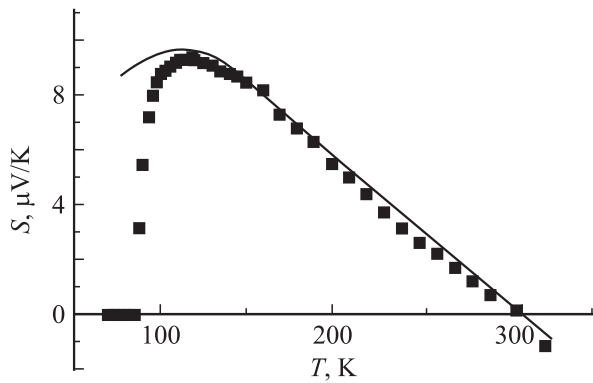
Хорошо известно, что в сверхпроводниках BSCCO существуют фазы с разным количеством атомных плоскостей CuO (n). При увеличении количества плоскостей до $n = 3$, критическая температура увеличивается до $T_c = 110$ К. При синтезировании фаз с $n > 3$ происходит изменение размеров элементарной кристаллической решетки [10] и, как следствие, критическая температура уменьшается. Транспортные свойства $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$ ($n = 1$), $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ($n = 2$) и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ ($n = 3$) широко исследованы в литературе [6–10]. В настоящей работе изучается температурное поведение термоэдс в висмутовых купратных соединениях с $n = 4$, определяемых химической формулой $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_{11}$.

Исследованные висмутовые сверхпроводящие образцы получены обычным методом твердотельного синтеза из смеси Bi_2O_3 , SrCO_3 , CaCO_3 и CuO . С начала в

соответствии с выбранным соотношением спекались тугоплавкие компоненты (SrCO_3 , CaCO_3 и CuO) при температуре $900-970^\circ\text{C}$ в течение $20-50$ h, затем добавлялся Bi_2O_3 . Полученная смесь тщательно перемешивалась, прессовалась, а затем отжигалась при температуре $830-860^\circ\text{C}$ в течение $30-50$ h. Процесс охлаждения проводился со скоростью $1-1.5$ deg/min, в результате был получен рентгеновски однофазный материал.

Удельное сопротивление термоэдс и теплопроводность измерялись четырехзондовым методом. При измерении термоэдс использовался метод продольного теплового потока с постоянной выделяемой в нагревателе мощностью. Измеряемый образец имел форму параллелепипеда размером $10 \times 2 \times 1.5$ mm. Нагревательная печь в виде миниатюрной медной катушки диаметром 1.5 mm и высотой 2 mm приклеивалась серебряной пастой на торец образца. Регистрация температуры в интервале $65-300$ К проводилась с помощью медь-константановых термопар. Термопары приклеивались серебряной пастой на грань образца на расстоянии 6 mm. Для устранения фоновой ЭДС, вызванной перепадом температуры между их холодными и теплыми концами, перед выходом из ячейки, где монтируется образец, медь-константановые провода наматывались на медный стержень (контактирующий с хладагентом) и фиксировались клеем БФ-2. Регистрация сигналов с термопар производилась с помощью компаратора напряжений, что позволяло практически полностью скомпенсировать фоновую ЭДС до начала измерений. Градиент температуры на образце между зондами составлял от 0.5 до 2 К. Термоэдс образца определялась относительно меди.

Для интерпретации полученных результатов по измерению термоэдс в соединениях $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_{11}$ принимается во внимание многозонный характер сверхпроводящего состояния рассматриваемого вещества. Влияние многозонности энергетической структуры на физические свойства сверхпроводников теоретически было рассмотрено в работах [11–14]. Двухзонная модель была ис-



Зависимость термоэдса от температуры для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_{11}$. Сплошной кривой показаны результаты расчета по двухзонной теории с добавленным линейным температурным членом, ■ — экспериментальные точки.

пользована Готтвиком и др. в [15] для анализа экспериментальных данных по измерению термоэдса в соединении CeNi_x . В этом приближении предполагается, что вблизи поверхности Ферми имеет место лоренцовский резонанс. Для теоретического анализа в рамках данной модели воспользуемся формулами:

$$S(T) = \frac{AT}{B^2 + T^2}, \quad (1)$$

$$A = \frac{2(E_0 - E_F)}{e}, \quad (2)$$

$$B^2 = 3 \frac{(E_0 - E_F)^2 + \Gamma^2}{\pi^2 k_B^2}, \quad (3)$$

где произведение AT определяется проводящими дырками, в то время как B/T — электронными возбуждениями. Параметры E_0 и Γ определяются положением центра и шириной резонанса на энергетической оси соответственно.

Рассматриваемая теория базируется на предположении, что вблизи поверхности Ферми локализованная зона „перекрывается“ более широкой зоной [15]. Резонансный пик, даваемый формулой (1), хорошо описывает температурную зависимость термоэдса $S(T)$ в двухзонных системах [15]. Форро и др. [16] добавили линейный член в формулу (1) для объяснения зависимости $S(T)$ в сверхпроводящих соединениях В-2212 с $n = 2$, т. е.

$$S(T) = \frac{AT}{B^2 + T^2} + \alpha T. \quad (4)$$

В последней формуле параметр αT определяет вклад широкой зоны.

Для оптимальной подгонки экспериментальных результатов для зависимости $S(T)$ в исследуемом образце $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_{11}$ использовали параметры со следующими значениями: $A = 6120.2 \mu\text{V}$, $B = 181.5 \text{ K}$, $\alpha = -0.0505 \mu\text{V/K}^2$, $E_0 - E_F = 4.89 \cdot 10^{-22} \text{ J}$, $\Gamma = 45.13 \cdot 10^{-22} \text{ J}$.

На рисунке сплошной кривой показаны результаты расчета по двухзонной теории (4) с линейным температурным членом αT ; квадратами обозначены экспериментальные точки. Как видно из рисунка, термоэдс увеличивается с уменьшением температуры, при температуре, на несколько градусов выше $T_c = 79 \text{ K}$, она достигает максимума и далее резко падает до нуля.

Таким образом, в настоящей работе температура зависимость термоэдса в висмутовых высокотемпературных сверхпроводящих $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_{11}$. Аналитическое выражение для $S(T)$ с учетом двухзонного характера энергетического спектра (4) с линейным температурным членом αT хорошо описывает экспериментальные данные по измерению термоэдса в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_{11}$.

Список литературы

- [1] Yakıncı M.E. // J. Phys. Cond. Matter. 1997. Vol. 9. P. 1105.
- [2] Ekicibil A., Coşkun A., Özçelik B., and Kıymaç K. // J. Low Temp. Phys. 2005. Vol. 140. P. 105.
- [3] Zeng R., Guo Y.C., Tanaka Y., Horvat J., Ionescu M., Beales T.P., Appley M., Liu H.K., Dou S.X. // Physica C. 1998. Vol. 307. P. 229.
- [4] Kanisada Y., Koizumi T., Satou M., and Yamada Y. // IEEE Trans. Magn. 1994. Vol. 30. P. 1675.
- [5] Torrance J.B., Tokura Y., Nazal A.I., Bezinge A., Huang T.C., and Parkin S.P. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 61. P. 1127.
- [6] Chatterjee S., Banerjee S., Mollah S., and Chaudhuri B.K. // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 53. P. 5942.
- [7] Ekicibil A., Coşkun A., Özçelik B., and Kıymaç K. // Mod. Phys. Lett. B. 2004. Vol. 18. P. 1.
- [8] Munakata F., Matsuura K., Kubo K., Kawano T., and Yamauchi H. // Phys. Rev. B. 1992. Vol. 45. P. 10604.
- [9] Nanda Kishore K., Satyavathi S., Muralidhar A., Pena O., and Hari Babu V. // Physica C. 1995. Vol. 252. P. 49.
- [10] Costa F.M., Silva R.F., Viera J.M. // Physica C. 1999. Vol. 323. P. 23.
- [11] Аскерзаде И.Н. // УФН. 2006. Т. 176. Вып. 10. С. 1025–1039.
- [12] Аскерзаде И.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 81. Вып. 11. С. 717–720.
- [13] Аскерзаде И.Н., Рагимов С.С. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 11. С. 82–87.
- [14] Askarzade I.N. // Physica C. 2003. Vol. 390. P. 281.
- [15] Gottwick U., Gloss K., Horn S., Steglich F., and Grewe N. // J. Magn. Magn. Mater. 1985. Vol. 47–48. P. 536.
- [16] Forro L., Raki M., Henry J.Y., and Ayache C. // Solid State Commun. 1989. Vol. 69. P. 1097.