01;05

Влияние взаимодействия между сверхпроводимостью и магнетизмом на дифференциальную проводимость в $Ho(NiB)_2C/Ag$ точечных контактах

© И.Н. Аскерзаде,[1,2] B. Tanatar[3]

[1] Институт физики АН Азербайджана,
370143 Баку, Азербайджан
[2] Phisics Department, Ankara University,
06100 Tandogan, Ankara, Turkey
[3] Phisics Department, Bilkent University,
06533 Bilkent, Ankara, Turkey
e-mail: solstphs@lan.ab.az

(Поступило в Редакцию 15 января 2002 г.)

В рамках теории Блондера–Тинкхама–Клапджике особенности дифференциальной проводимости точечных контактов $Ho(NiB)_2C/Ag$ объясняются сосуществованием магнитного упорядочения и сверхпроводимости в гольмиевых борокарбидах.

Как отмечено в работах [1–3], измерение дифференциальной проводимости точечных переходов нормальный металл-сверхпроводник является чувствительным методом для исследования сверхпроводящих свойств. Этот метод применялся для изучения симметрии параметра порядка в купратных сверхпроводниках [4,5], а также для исследования недавно открытого сверхпроводника MgB_2 [6]. Исследование сверхпроводящих свойств экзотического класса сверхпроводников (RTBC(N), где R — редкоземельный элемент, T = Ni, Pd, Pt, борокарбидов (нитридов)) также является актуальным [7] с точки зрения понимания микроскопического механизма происхождения сверхпроводимости в этих соединениях. Точечно-контактная спектроскопия борокарбидов дополнительно стимулирована необходимостью детального изучения анизотропии параметра порядка и сосуществованием сверхпроводимости и магнетизма в магнитных борокарбидах. Андреевская спектроскопия для немагнитных борокарбидов $Y(La)(NiB)_2C$ дает пиковые значения при щелевом значении параметра порядка [3]. Подобное поведение также было обнаружено для магнитных борокарбидов $Dy(Er)(NiB)_2C$. В соединениях с Dy сверхпроводимость развивается при присутствии антиферромагнитного упорядочения с температурой $T_N = 10.5$ K и является единственным борокарбидом с нееловской температурой, превосходящей температуру сверхпроводящего перехода, $T_N > T_c = 6$ K. В соединениях с Er с критической температурой $T_c = 10.8$ K ниже $T_N = 5.9$ K проявляется антиферромагнитное упорядочение. $Ho(NiB)_2C$ соединение проявляет более сложную магнитную структуру. В этих соединениях антиферромагнитное упорядочение развивается ниже нееловской температуры $T_N \approx 5$ K и связано с модулированной по оси z соразмерной магнитной структурой с волновым вектором $\mathbf{Q}_{AF} = \mathbf{c}^* = 2\pi/c$. Другие магнитные структуры были обнаружены в температурном интервале $T_N < T < T_m = 6$ K. При этом возникает спиральная по оси z несоразмерная фаза с вектором $\mathbf{Q}_C = 0.91\mathbf{c}^*$ и модулированная по оси x несоразмерная фаза с вектором $\mathbf{Q}_a = 0.55\mathbf{c}^*$. Возвратное или почти возвратное поведение сверхпроводимости было обнаружено в области действия магнитного упорядочения [8]. Экспериментальное изучение точечных контактов $Ho(NiB)_2C/Ag$ было проведено в работе [9], однако подавление андреевских особенностей не было объяснено. В этой работе мы изучим влияние геликоидальной структуры на дифференциальную проводимость $Ho(NiB)_2C/Ag$ переходов в рамках Блондер–Тинкхам–Клапджик формализма (БТК) [10].

Сначала обсудим влияние геликоидальной структуры на сверхпроводимость. Этот вопрос впервые был рассмотрен Морозовым в работе [11] и недавно применительно к гольмиевым борокарбидам в [12]. Как показано Боголюбовским преобразованием, параметр щели в спектре квазичастиц становится сильно анизотропным и исчезает на границе пересечения Ферми поверхности с брегговскими плоскостями, генерируемыми магнитным упорядочением. Классическая БТК теория [10] для изотропных сверхпроводников может быть обобщена на анизотропный случай введением зависимости щели от импульса $\Delta(\mathbf{k})$ в выражениях для вероятности андреевского отражения $A(\varepsilon, \Delta(\mathbf{k}))$ и для вероятности нормального туннелирования $B(\varepsilon, \Delta(\mathbf{k}))$. Тогда нормированная проводимость точечного перехода при нулевой температуре записывается следующим образом:

$$\frac{G_{NS}}{G_{NN}} = \frac{\partial I_{NS}/\partial V}{\partial I_{NN}/\partial V} = \frac{\partial/\partial V \int d^3k v_z \{1 + A(\varepsilon, \Delta(\mathbf{k})) - B(\varepsilon, \Delta(\mathbf{k}))\}}{\partial/\partial V \int d^3k v_z \{1 - Z^2/1 + Z^2\}}, \quad (1)$$

где v_z — положительная компонента скорости, перпендикулярная к границе NS, Z — высота потенциального барьера на границе. В этом приближении эффектом близости можно пренебречь, хотя в случае чистых d-wave или же p-wave сверхпроводников влияние поверхности на параметр порядка становится существенным.

Вычисление дифференциальной проводимости в рамках уравнения (1) для N/d-wave сверхпроводников было проведено Танака [13]. Аналогичные вычисления для ферромагнит/d-wave структуры были рассмотрены в [14]. Была получена зависимость внутрищелевой структуры от ориентации d-wave к границе. Необходимо также отметить вычисления, проведенные в рамках того же подхода с учетом возможной p-wave симметрии параметра порядка в соединениях Sr_2RuO_4 [15]. Для тяжелофермионной системы UPt_3 принималось во внимание нечетность параметра порядка [16]. Во всех случаях анизотропия параметра порядка приводит к трансформации плато на интервале $(-\Delta, \Delta)$ к треугольному пику проводимости внутри щели.

Как показано Морозовым [11,12], параметр порядка при присутствии геликоидальной структуры записывается как

$$\Delta(\mathbf{k}, T) = (u_{\mathbf{k}}^2 - v_{\mathbf{k}}^2)\Delta(T), \qquad (2)$$

где

$$u_{\mathbf{k}}^2 - v_{\mathbf{k}}^2 = \left\{ \frac{(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k+Q}})^2}{(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k+Q}})^2 + I^2 S^2} \right\}^{1/2},$$

где I — обменный интеграл, S — усредненный спин, $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ — закон дисперсии в парамагнитной фазе и

$$\Delta(T) = \int\limits_0^{\omega} d\varepsilon \, \frac{\Delta(T)(1 - 2n_{\mathbf{k}})}{\varepsilon^2 + \Delta^2(T)}$$

$$\times \left(\int\limits_{MFS} \frac{dS'}{(2\pi)^3} \, \frac{(U_{\mathbf{k}'}^2 - v_{\mathbf{k}'}^2)^2}{|\nabla_{\mathbf{k}'} \tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}'}|} \right), \qquad (4)$$

где $\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}}$ — новое дисперсионное соотношение и n_k означает функцию распределения Ферми. Последнее уравнение соответствует обычному уравнению БКШ с эффективным параметром взаимодействия в округленных скобках. $\lambda_{\text{eff}}(T)$ зависит от коэффициентов Боголюбова и от наклона Ферми поверхности. Так как аномалии векторной зависимости происходят от областей пересечения Ферми поверхности с брегговскими плоскостями, разность между реальной константой взаимодействия и эффективным значением $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_{\text{eff}}(T)$ может быть разложена в единицах IS/E_{F}. Используя результаты зонных расчетов для борокарбидов, разность $\Delta\lambda$ была оценена в работе [17] как $\Delta\lambda/\lambda = 0.12$. Такой результат был использован для объяснения возвратного поведения верхнего критического поля в гольмиевом борокарбиде.

Экспериментальные результаты [9] показывают нечувствительность формы $G_{NS}(V)$ к ориентации контактной плоскости относительно кристаллических осей. Этот факт подтверждает изотропность электронной структуры этих соединений. Таким образом, возможность d-wave или же p-wave спаривания в геликоидальных сверхпроводниках исключается, поскольку при такой симметрии параметра порядка вольт-амперная характеристика чувствительна к ориентации контактной плоскости.

Эволюция формы $G_{NS}(V)$ с изменением параметра высоты барьера анализирована в БТК-теории [10]. Ясно, что внутрищелевое плато при нулевом барьере трансформируется к пикам при $\pm\Delta$ с увеличением высоты барьера. Для $Ho(NiB)_2C/Ag$ при $T < 5\,K$, где геликоидальная структура трансформируется в антиферромагнитную фазу, на вольт-амперной характеристике появляются два пика.

Однако в температурном интервале $5 < T < 8.1\,K$, что эквивалентно $\Delta T/T \approx 3/4 = 0.4$, обнаруживается бесщелевое поведение (надо отметить, что в $Er(NiB)_2C$ соединениях соответствующий параметр равен 0.2). По нашему мнению, уширенный характер и бесщелевое поведение связано с частичным подавлением параметра порядка при наличии в системе геликоидальной структуры. Как отмечено в работе [17], подавление константы взаимодействия $\Delta\lambda/\lambda \approx 0.12$ недостаточно для полного подавления параметра порядка. С другой стороны, при вычислении дифференциальной проводимости мы должны учесть дополнительный фактор $U_{\mathbf{k}}^2 - v_{\mathbf{k}}^2$. Благодаря тому,. что этот фактор меньше единицы, мы получаем дополнительный канал подавления величины параметра порядка.

Таким образом, уширенный характер бесщелевого поведения $G_{NS}(V)$ для точечных контактов $Ho(NiB)_2C/Ag$ при температурах близких к критической температуре может быть объяснен как результат подавления параметра порядка. Полное подавление в эксперименте [9] не происходит, поскольку $Ho(NiB)_2C$ являются особочистыми образцами. Как показано в [18] немагнитные примеси сильно подавляют сверхпроводимость в системах с геликоидальной структурой. Таким образом, наличие геликоиды как бы „задерживает“ развитие структуры с двумя пиками на зависимости $G_{NS}(V)$.

Авторы выражают благодарность профессору И.О. Кулику за обсуждение.

Данная работа частично поддерживалась грантом TUBITAK (Scientific and Technical Reseach Council of Turkey).

Список литературы

[1] *Андреев А.Ф.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1823–1827.
[2] *Артеменко С.Н., Волков А.Ф., Зайцев А.В.* // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 1816–1827.
[3] *Yanson I.K.* In: M. Auslos, S. Kruchinin / ed. Symmetry and Pairing in Superconductors. Kluwer: Academic Publ.; Dordrecht, 1999. P. 271–285.
[4] *Belogolovski M., Grajcar M., Kus P.* et al. // Phys. Rev. 1999. Vol. B59. P. 9617–9626.
[5] *Clemm R.A.* // High Temperasture Superconductivity — Ten Years after Discovery / Ed. K.B. Garg, Smose. 1998. P. 179–190.

[6] *Kohen A., Deutscher G.* // Phys. Rev. 2001. Vol. B64. P. 060506(R).
[7] *Drechsler S.-L., Shulga S.V., Muller K.-H.* et al. // Physica C. 1999. Vol. 317–318. P. 117–126.
[8] *Lin M.S., Shich J.H., Yon B.* et al. // Phys. Rev. 1995. Vol. B52. P. 1181–1191.
[9] *Rybaltchenko L.F., Jansen A.G.M., Wider P.* et al. // Physica C. 1999. Vol. 319. P. 189–196.
[10] *Blonder G.E., Tinkham M., Klapwjik T.M.* // Physical Revies. 1982. Vol. B25. P. 4515–4532.
[11] *Морозов А.И.* // ФТТ. 1980. Т. 22. Вып. 11. С. 3372–3377.
[12] *Морозов А.И.* // ЖЭТФ. 1996. Т. 110. С. 1903–1914.
[13] *Tanaka Y., Kashiwaya S.* // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. P. 3451–3454.
[14] *Zu J.-X., Freidman B., Ting C.S.* // Phys. Rev. 1999. Vol. B59. P. 9558–9563.
[15] *Honercamp C., Sigrist M.* // J. Low Temperature Physics. 1998. Vol. 111. P. 895–903.
[16] *Goll G., Bruder C., Lohneyesen H.V.* // Phys. Rev. 1995. Vol. B52. P. 6801–6815.
[17] *Amici A., Thalmeier P., Fulde P.* // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 1800-1803.
[18] *Krug K., Heinecke H., Winzer K.* // Physica C. 1996. Vol. 267. P. 321–327.