

СОСУЩЕСТВОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И ЗОННОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМА В СЛОИСТЫХ КОНТАКТАХ

В.Н.Криворучко, М.А.Белоголовский

Донецкой физико-технической институт АН Украины

340114 Донецк, Украина

Получила в редакцию 4 июня 1993 г.

После переработки 13 сентября 1993 г.

В рамках туннельной модели эффекта близости изучена проблема пространственного сосуществования сверхпроводящего и магнитного упорядочений в тонкопленочных контактах зонного антиферромагнетика со сверхпроводником. Рассчитано изменение спектров одночастичных возбуждений данных металлов из-за взаимовлияния сверхпроводящего спаривания и антиферромагнитного обменного поля.

Проблема сосуществования в одном объеме двух различных кооперативных явлений – сверхпроводимости и магнетизма – уже в течение длительного времени является предметом оживленных обсуждений (см., например, монографию [1] и недавний обзор [2]). Существуют различные способы создания структур, в которых одновременно реализуются два типа упорядочения: внедрение примесей парамагнитных ионов, сохраняющих в сверхпроводнике свои локализованные моменты [1], изучение слоистых соединений с чередующимися сверхпроводящими и антиферромагнитными плоскостями (к ним относятся, в частности, ВТСП материалы типа RE-Cu-O, RE-Ba-Cu-O и др., где RE – редкоземельный ион [2]) и, наконец, тонкопленочные структуры, образованные путем непосредственного контакта сверхпроводника с магнитным материалом. Последние объекты обладают тем преимуществом, что они позволяют при соблюдении определенных экспериментальных условий в более "чистом" виде наблюдать поведение сверхпроводника в обменном поле, а также выяснить влияние сверхпроводящего спаривания на свойства магнитного материала. До сих пор подавляющее большинство работ в этом направлении было сосредоточено на исследовании контактов сверхпроводника с ферромагнетиком (см., в частности, [3-5] и цитированную в них литературу). В то же время актуальны и перспективны как с точки зрения фундаментальной (выяснение роли антиферромагнитных флуктуаций в явлении высокотемпературной сверхпроводимости), так и прикладной (создание джозефсоновских переходов с прослойкой из антиферромагнитного проводящего материала [6]) представляется изучение структур сверхпроводник (SC)/антиферромагнитный (AFM) металл.

В настоящей работе на основе предложенной Макмилланом в [7] туннельной модели эффекта близости исследовано изменение спектров элементарных возбуждений сверхпроводящего и зонного AFM металлов, приведенных в непосредственный контакт. Выбор модели Макмиллана [7] не случаен и обусловлен стремлением использовать полученные результаты для изучения феномена ВТСП. Действительно, с одной стороны, имеются основания утверждать [8], что подобный подход удовлетворительно описывает внутренний эффект близости в сверхпроводящих металлооксидах, а с другой стороны, из-за наличия на поверхности ВТСП материалов плохого проводящего слоя данная модель имеет непосредственное отношение к свойствам контактов высокотемпературных

купратов с обычными металлами [9,10].

В духе туннельного формализма (см., например, гл.3 в [11]) представим гамильтониан SC/AFM системы в виде суммы двух полных многочастичных гамильтонианов, H_S и H_{AF} , описывающих изолированные друг от друга сверхпроводник и антиферромагнетик, и возмущения H_T , которое приводит к переходу отдельных электронов из одного слоя в другой:

$$H_T = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{p}\sigma} T_{\mathbf{k}\mathbf{p}} \{c_{\mathbf{p}\sigma}^+ (a_{\mathbf{k}\sigma} + b_{\mathbf{k}\sigma}) + \text{h.c.}\}, \quad \sigma = \pm 1. \quad (1)$$

В (1) параметр $T_{\mathbf{k}\mathbf{p}}$ пропорционален соответствующим матричным элементам перехода, $c_{\mathbf{p}}^+$ – оператор рождения электронных состояний в SC, $a_{\mathbf{k}}$ ($b_{\mathbf{k}}$) – оператор уничтожения блоховских электронных состояний на подрешетке A (B) AFM. При этом предполагается, что N слоем является переходный d -металл, где коллективизированные электроны описываются зонной теорией и вместе с тем обнаруживают свойства, характерные системам с локализованными магнитными моментами. В простейшем случае двухподрешеточного AFM металла соответствующий гамильтониан можно представить в виде [12]

$$H_{AF} = \sum_{\mathbf{p}\sigma} \left\{ \left(\gamma_{\mathbf{p}} + \frac{1}{2} \sigma h_s \right) a_{\mathbf{p}\sigma}^+ a_{\mathbf{p}\sigma} + \left(\gamma_{\mathbf{p}} - \frac{1}{2} \sigma h_s \right) b_{\mathbf{p}\sigma}^+ b_{\mathbf{p}\sigma} + t_{\mathbf{p}} \left(a_{\mathbf{p}\sigma}^+ b_{\mathbf{p}\sigma} + b_{\mathbf{p}\sigma}^+ a_{\mathbf{p}\sigma} \right) \right\}.$$

Здесь $\gamma_{\mathbf{p}}(t_{\mathbf{p}})$ – внутриподрешеточный (междуподрешеточный) интеграл перескока электронов. Внутриатомное взаимодействие учтено нами в RPA-приближении и свелось к эффекту альтернированного поля $\frac{1}{2} h_s = 2MU/N_0$, где U – параметр внутриатомного отталкивания, N_0 – число подрешеток, $M = M_A = -M_B$ – подрешеточная намагниченность.

Стандартным каноническим преобразованием гамильтониан H_{AF} приводится к диагональному виду:

$$H_{AF} = \sum_{\mathbf{p}\sigma} E_{\mathbf{p}\sigma} (\alpha_{\mathbf{p}\sigma}^+ \alpha_{\mathbf{p}\sigma} + \beta_{\mathbf{p}-\sigma}^+ \beta_{\mathbf{p}-\sigma}) \quad (2)$$

с законом дисперсии электронов проводимости

$$E_{\mathbf{p}\sigma} = \gamma_{\mathbf{p}} + \sigma \left(t_{\mathbf{p}}^2 + \frac{1}{2} h_s^2 \right)^{-1/2},$$

то есть в магнитоупорядоченном состоянии в спектре электронов появляется щель на краю зоны Бриллюэна новой (удвоенной) элементарной ячейки. Подчеркнем отличие действия антиферромагнитного поля h_s от ферромагнитного обменного поля. Последнее расщепляет спектр электронов, во-первых, с противоположным направлением спина и, во-вторых, в центре зоны Бриллюэна.

В квазичастичных операторах α и β туннельный гамильтониан преобразуется в выражение вида

$$H_T = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{p}\sigma} \{T_{\mathbf{k}\mathbf{p}}^{\sigma} (c_{\mathbf{p}\sigma}^+ a_{\mathbf{k}\sigma} + c_{\mathbf{p}-\sigma}^+ \beta_{\mathbf{k}-\sigma}) + \text{h.c.}\}, \quad (3)$$

где матричные элементы туннельного процесса явно зависят от спиновой переменной σ :

$$T_{\mathbf{k}\mathbf{p}}^{\sigma} = T_{\mathbf{k}\mathbf{p}}(\cos \theta_{\mathbf{k}} + \sigma \sin \theta_{\mathbf{k}}), \quad \operatorname{tg} 2\theta_{\mathbf{k}} = 2t_{\mathbf{k}}/h_s.$$

Происхождение этой зависимости может быть легко понято из (2) и связано с расщеплением спектра носителей заряда на границе зоны.

Следуя теории сильной связи Элиашберга (см., например, гл.4 в [11]), представим собственно-энергетическую часть электронной энергии в следующем матричном виде:

$$\hat{\Sigma}(\mathbf{p}, \omega) = [1 - Z(\mathbf{p}, \omega)]\omega \hat{I} + Z(\mathbf{p}, \omega)\Delta(\mathbf{p}, \omega)\hat{\tau}_1,$$

где $Z(\mathbf{p}, \omega)$ – функция перенормировки, $\Delta(\mathbf{p}, \omega)$ – параметр энергетической щели, \hat{I} – единичная матрица, $\hat{\tau}_1$ – спиновая матрица Паули. Учет возмущения H_T на основе обычной процедуры самосогласования [7] приводит к тому, что потенциал спаривания $\Delta_s(\mathbf{p}, \omega)$ в SC пленке меняется по сравнению с затравочной величиной $\Delta_s^0(\mathbf{p}, \omega)$, а в AFM слое возникает отличный от нуля параметр порядка $\Delta_{n\pm}(\mathbf{p}, \omega)$. Для усредненных по поверхности Ферми рассматриваемых металлов функций $\Delta_s(\omega)$ и $\Delta_{n\pm}(\omega)$ имеем:

$$\Delta_s(\omega) = \{Z_s^0(\omega)\Delta_s^0(\omega) + \Gamma_s^+ \Delta_{n+}(\omega)[\Delta_{n+}^2(\omega) - \omega^2]^{-1/2} + \Gamma_s^- \Delta_{n-}(\omega)[\Delta_{n-}^2 - \omega^2]^{-1/2}\} \times \\ \times \{Z_s^0(\omega) + \Gamma_s^+[\Delta_{n+}^2(\omega) - \omega^2]^{-1/2} + \Gamma_s^-[\Delta_{n-}^2(\omega) - \omega^2]^{-1/2}\}^{-1}, \quad (4a)$$

$$\Delta_{n\pm}(\omega) = \Gamma_n^{\pm} \Delta_s(\omega) \{\Gamma_n^{\pm} + [\Delta_s^2(\omega) - \omega^2]^{1/2}\}^{-1}, \quad (4b)$$

где параметры $\Gamma_s^{\pm} \sim (T^{\pm})^2 d_n N_s(0)$ и $\Gamma_n^{\pm} \sim (T^{\pm})^2 d_s N_n(0)$ описывают конечное время жизни электрона из-за его туннелирования в противоположную пленку. Здесь введены обозначения: $d_s(d_n)$ – толщина SC (AFM)-пленки; $N_s(0)$ ($N_n(0)$) – соответствующая плотность электронных состояний на поверхности Ферми. При выводе соотношений (4) использован тот факт, что в реальных твердотельных структурах туннелирование электронов не носит избирательного характера [11], что позволяет выполнить усреднение по поверхности Ферми контактирующего слоя. В результате этого возникают константы $(T^{\pm})^2$ (усредненное по углам на поверхности Ферми значение $(T_{\mathbf{k}\mathbf{p}}^{\pm})^2$), величина которых, строго говоря, неизвестна и определяется конкретным характером рассеяния электронов на SC/AFM-поверхности.

Заметим, что уравнения (4) получены во втором порядке по туннельному гамилтониану (3). В отличие от однозонного N-металла, когда учет туннелирования в высших порядках теории возмущений сводится лишь к перенормировке параметров $\Gamma_{s,n}$ [13], в нашем случае это приводит и к "смешиванию" зонных состояний N-слоя. Первые не исчезающие поправки такого типа имеют четвертый порядок по теории возмущений, и мы ими пренебрегаем.

Решение системы самосогласованных уравнений (4) позволяет найти плотность одночастичных состояний в SC- и N-слоях:

$$N_{s,n\pm}(\omega) = \operatorname{Re}\{|\omega|[\omega^2 - \Delta_{s,n\pm}^2(\omega)]^{-1/2}\}, \quad (5)$$

которую можно непосредственно получить из туннельных измерений (см., например [11]).

Перечислим основные особенности сверхпроводящих свойств контакта SC/AFM – металлы, следующие из анализа выражений (4) и (5), для слабо связанного сверхпроводника, в котором $\Delta_s^0(\omega) = \Delta_s^0 = \text{const}$ и $Z_s^0(\omega) = 1$.

1. В парамагнитном состоянии $h_s = 0$, $\theta_{\mathbf{k}} = \pm\pi/2$ и, например, $T^- = T$, а $T^+ = 0$. Система уравнений (4) переходит в исходные уравнения Макмиллана [7] со стандартными характеристиками SN-контакта.

2. В антиферромагнитной фазе наблюдается расщепление параметра порядка наведенного сверхпроводящего состояния. Экспериментально оно должно проявляться в данных по электронному туннелированию в N-сторону в виде особенностей в вольт-амперных характеристиках в области энергий Δ_{n+} и Δ_{n-} . Эти особенности разнесены по энергии на величину $\Delta_{n+} - \Delta_{n-} \sim d_s N_n(0) \sin 2\theta$ (θ – среднее по поверхности Ферми значение $\theta_{\mathbf{k}}$).

3. В тонкой нормальной пленке ($d_n \ll d_s$) и при малых коэффициентах прохождения, когда $\Gamma_s^\pm \ll \Gamma_n^\pm \ll \Delta_s^0$, энергетические щели в AFM-металле равны: $\Delta_n(\omega) \cong \Gamma_n^+$, $\Delta_n(\omega) \cong \Gamma_n^-$, а туннельная плотность состояний имеет БКШ-вид для каждой из зон. В сверхпроводящем слое

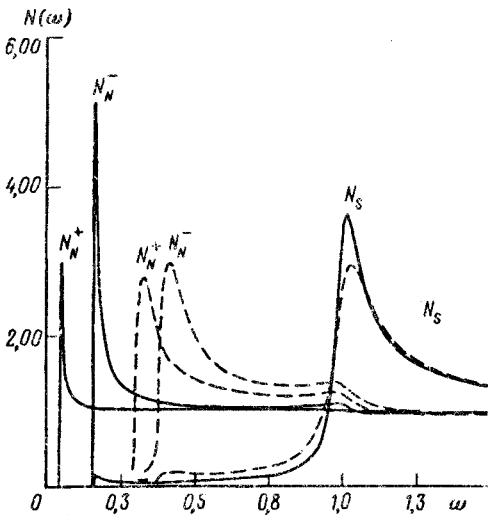
$$\Delta_s(\omega) = \Delta_s^0 [1 + i\Gamma_s^+(\omega^2 - \Delta_{n+}^2)^{-1/2} + i\Gamma_s^-(\omega^2 - \Delta_{n-}^2)^{-1/2}]^{-1},$$

а в плотности электронных состояний появляются дополнительные особенности в точках "открытия" щелей $\Delta_{n\pm}(\omega)$:

$$N_s(\omega) \cong (\Gamma_s^+/\Delta_s^0)N_{n+}(\omega) + (\Gamma_s^-/\Delta_s^0)N_{n-}(\omega). \quad (6)$$

Предельный случай $\Gamma_s^\pm = 0$ ($d_n \rightarrow 0$) допускает явное решение системы (4) в виде

$$\Delta_{n\pm}(\omega) = \Delta_s^0 \Gamma_n^\pm [(\Delta_s^{02} - \omega^2)^{1/2} + \Gamma_n^\pm]^{-1}.$$



Нормированная электронная плотность состояний в SC- и AFM-слоях при следующих параметрах контакта: $\Gamma_s^+ = 0,02$; $\Gamma_s^- = 0,03$; $\Gamma_n^+ = 0,5$; $\Gamma_n^- = 0,7$ (штриховые кривые); $\Gamma_s^+ = 0,0$; $\Gamma_s^- = 0,02$; $\Gamma_n^+ = 0,05$; $\Gamma_n^- = 0,2$ (сплошные кривые). Энергия измеряется в единицах Δ_s^0 .

На рисунке представлены результаты численного расчета туннельной плотности состояний (5) для SC-слоя, $N_s(\omega)$, и AFM-слоя, $N_{n\pm}(\omega)$, при следующих характеристиках контакта: а) $\Gamma_s^+ = 0,02$; $\Gamma_s^- = 0,03$; $\Gamma_n^+ = 0,5$; $\Gamma_n^- = 0,7$ и б)

$\Gamma_s^+ = 0, 0$; $\Gamma_s^- = 0, 02$; $\Gamma_n^+ = 0, 05$; $\Gamma_n^- = 0, 2$. Кривые демонстрируют перечисленные выше особенности: расщепление туннельной плотности состояний в AFM-пленке и появление "плеча" в $N_{n\pm}(\omega)$ в области "открытия" сверхпроводящей щели $\Delta_s(\omega)$. При туннелировании в SC-сторону наблюдается размытие БКШ пика, наличие в $N_s(\omega)$ протяженного "хвоста" вплоть до значений минимальной щели в AFM-слое, слабые особенности в плотности состояний SC-пленки при $\omega \simeq \Delta_{n\pm}$. Учет эффектов сильной электрон-фононной связи приведет к еще большему ослаблению особенностей в районе Δ_s^0 и к появлению, как в $N_s(\omega)$, так и в $N_{n\pm}(\omega)$, структуры, отражающей фононную плотность состояний сверхпроводника. Кроме того, в реальных контактах следует ожидать проявления эффектов пространственной неоднородности.

Модель Макмиллана, как известно, предполагает постоянство параметра порядка вдоль всей толщины слоя, что экспериментально не всегда достижимо. Учет эффектов пространственной неоднородности требует иного подхода, например анализа квазиклассических уравнений Горькова, как это выполнено в [14] для сверхструктур SC/ферромагнитный металл. Заметим, что в последнем случае, из-за сильного парамагнитного расщепления спектра электронов обменным полем, неоднородность параметра порядка в ферромагнитном N-слое значительно сильнее, чем в аналогичном немагнитном металле [14]. В AFM-металле парамагнитное обменное расщепление отсутствует и вопрос о пространственном поведении параметра порядка Δ_n требует отдельного рассмотрения, что, однако, выходит за рамки данного сообщения.

В заключение еще раз подчеркнем, что наиболее непосредственным способом наблюдения изменений в спектре элементарных возбуждений SC- и AFM-металлов, приведенных в непосредственный контакт, является туннельная спектроскопия [11]. Измерение дифференциальной проводимости туннельных структур M-I-SC/AFM или M-I-AFM/SC, где M – металлический инжектор, I – слой изолятора, позволяет определить структуру плотности одночастичных возбуждений SC- и AFM-слоя, соответственно. Подобные эксперименты по изучению спинового расщепления плотности состояний N_s сверхпроводника во внешнем магнитном поле хорошо известны [15]; однако такое же расщепление, обусловленное антиферромагнитным обменным полем, до сих пор не наблюдалось. Возможно, аномально большое число щелевых особенностей в ряде туннельных характеристик ВТСП материалов имеет определенное отношение к рассмотренной выше проблеме, а дополнительный учет эффектов неупругого туннелирования между проводящими слоями с участием антиферромагнитных флуктуаций (подобно тому, как это было сделано в [8]) позволит объяснить некоторые характерные особенности сверхпроводящих металлооксидных соединений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Научного совета по ВТСП Украины в рамках проекта № 9.01.01/070-93 Государственной научно-технической программы Украины "Высокотемпературная сверхпроводимость" и Фонда Сороса в рамках гранта Американского физического общества.

-
1. С.В.Вонсовский, Ю.А.Измюмов, Э.З.Кумаев, Сверхпроводимость переходных металлов, сплавов и соединений. – М.: Наука, 1977.
 2. Ю.А.Измюмов, Н.М.Плакida, Ю.Н.Скрябин, УФН **159**, 621 (1989).
 3. А.И.Буздин, М.Ю.Куприянов, Письма в ЖЭТФ **52**, 1089 (1990).

4. X.Nao, J.S.Moodera, and R.Meservey, Phys. Rev. Lett. **67**, 1342 (1991).
5. С.В.Куплевахский, И.И.Фалько, Письма в ЖЭТФ **55**, 384 (1992).
6. M.Kasai, T.Ohno, Y.Kanke et al., Jpn. J. Appl. Phys. **29**, L2219 (1990).
7. W.L.McMillan, Phys. Rev. **175**, 537 (1968).
8. V.Z.Kresin and S.A.Wolf, Phys. Rev. B **46**, 6458 (1992).
9. A.Di.Chiaara, F.Fantana, G.Peluso, and F.Tafari, J. Supercond. **4**, 35 (1991).
10. R.P.Robertazz, A.W.Kleinsasser, R.B.Laibowitz, and R.H.Koch, Phys. Rev. B **46**, 8456 (1992).
11. Е.Л.Вольф, Принципы электронной туннельной спектроскопии. – Киев: Наукова думка, 1990.
12. Т.Морья, Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. – М.: Мир, 1988.
13. S.Mohabir and A.Nagi, J. Low Temp. Phys. **35**, 671 (1979).
14. С.Radovic, L.Dobrosavljevic-Grujic, A.I.Buzdin, and J.R.Clem, Phys. Rev. B **38**, 2388 (1988).
15. P.M.Tedrow and R.Meservey, Phys. Rev. B **7**, 318 (1973).