

КОСВЕННЫЙ ОБМЕН РККИ И МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР ФЕРРОМАГНЕТИК – СВЕРХПРОВОДНИК

М.Г.Хусаинов

Казанский государственный университет

420008 Казань, Татарстан, Россия

Поступила в редакцию 27 апреля 1995 г.

Установлено, что дальнедействующий антиферромагнитный вклад в обмен РККИ между локализованными спинами, вызванный переходом металла в сверхпроводящее состояние, усиливается с приближением к поверхности массивного образца или при понижении его размерности. Обсуждаются варианты взаимной подстройки сверхпроводимости и ферромагнетизма в слоистых структурах ферромагнетик – сверхпроводник.

Вопрос о механизме межслойной обменной связи в сверхрешетках и мультислоях F/S, образованных чередованием ферромагнитных (F) и сверхпроводящих (S) слоев, является одним из ключевых для понимания эффектов, связанных с сосуществованием и взаимной подстройкой двух конкурирующих типов дальнего порядка. Такие явления, как слабое подавление сверхпроводимости в мультислоях EuO/V [1], а также переход от двумерного к трехмерному поведению в сверхрешетках Fe/V [2] с повышением температуры или с уменьшением толщины S-слоев не могут быть объяснены одним лишь "π-фазным" характером сверхпроводимости [3] в них. Кроме того, наличие внутреннего поля, вызывающего расщепление БКШ-пика в плотности состояний квазичастиц в F/S-контактах EuO/Al [4], EuS/Al [5], и выход его на насыщение в магнитном поле могут объясняться неоднородным магнитным упорядочением, наведенным в ферромагнитной пленке сверхпроводящей подложкой. Таким механизмом, обеспечивающим дальнедействующую связь между локализованными спинами (ЛС), принадлежащими одной и той же F/S-границе, а также между ЛС соседних F/S-границ в сверхрешетках, может служить косвенный обмен Рудермана-Киттеля-Касуйи-Иосиды (РККИ) через электроны проводимости сверхпроводящих прослоек. В настоящей работе исследована зависимость потенциала РККИ как от расстояния между ЛС, так и от их взаимного расположения по отношению к границам раздела сверхпроводник – диэлектрик для образцов различных геометрий: полупространство, пластина, проволока. Предложена модель обменных взаимодействий между ЛС в F/S-системах (ферромагнитный диэлектрик/сверхпроводник), на основе которой обсуждаются возможные варианты взаимного компромисса между сверхпроводимостью и ферромагнетизмом.

Зависимость обменного интеграла РККИ от расстояния между ЛС S_{Γ} и $S_{\Gamma'}$ определяется, как известно [6], пространственной дисперсией спиновой восприимчивости электронов проводимости $\chi(r, r')$, и гамильтониан косвенного обмена имеет вид

$$H_{ex} = -1/4I^2\chi(r, r')(S_{\Gamma}S_{\Gamma'}), \quad (1)$$

где $I - s - d$ -обменный интеграл и всюду в работе полагается, что $h = k_B = \mu_B = 1$. В нормальной фазе зависимости $\chi_n(r, r')$ имеет вид характерных фриделевских осцилляций, а интеграл по всему пространству от нее дает однородную паулиевскую восприимчивость.

В [7] было показано, что в грязном сверхпроводнике локальная спиновая поляризация, соответствующая нормальной фазе, компенсируется дальнедействующей добавкой антиферромагнитного знака. Этот дополнительный вклад в обмен РККИ возникает как следствие исключения из однородной спиновой поляризации вклада спаренных электронов. Сверхпроводящую добавку к восприимчивости $\delta\chi_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ можно записать в виде

$$\delta\chi_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \chi_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - \chi_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -2T \sum_{\omega} \Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega). \quad (2)$$

Для рассмотренного в [7] случая бесконечного грязного сверхпроводника двух-частичный коррелятор $\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ в гидродинамическом пределе, то есть на расстояниях $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, превышающих длину свободного пробега l , описывается формулой

$$\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \frac{N(0)\Delta^2}{2DR(\omega^2 + \Delta^2)} \exp(-R/\xi_{\omega}). \quad (3)$$

Здесь $N(0)$ – плотность состояний электронов проводимости на поверхности Ферми, Δ – сверхпроводящий параметр порядка, $D = vl/3$ – коэффициент диффузии, а $\xi_{\omega} = [D/2(\omega^2 + \Delta^2)^{1/2}]^{1/2}$ – радиус действия коррелятора $\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$, зависящий от частоты $\omega = \pi T(2n + 1)$, T – температура, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Поскольку однородная спиновая поляризация в сверхпроводнике при $T = 0$ должна обращаться в нуль, то по аналогии с [8] можно вывести для $\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ правило сумм. В случае однородного сверхпроводника с не зависящими от координат параметром порядка Δ и плотностью состояний $N(0)$ это правило сумм имеет вид

$$\int d^3r' \Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \pi N(0)\Delta^2/(\omega^2 + \Delta^2)^{3/2}. \quad (4)$$

Для нахождения дальнедействующей части обмена РККИ в случае сверхпроводников, ограниченных в размерах поверхностью σ , удобно представить $\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ в виде решения краевой задачи. Можно показать, что выражение (3) является решением дифференциального уравнения диффузионного типа

$$[2(\omega^2 + \Delta^2)^{1/2} - D\vec{\nabla}_{\mathbf{r}}^2]\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = 2\pi N(0)[\Delta^2/(\omega^2 + \Delta^2)]\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (5)$$

Граничные условия к данному уравнению находятся путем интегрирования (5) по d^3r с использованием правила сумм (4) и имеют вид

$$D\mathbf{n}\vec{\nabla}_{\mathbf{r}}\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)|_{\sigma} = 0, \quad (6)$$

где \mathbf{n} – нормаль к границе раздела σ сверхпроводник – вакуум (диэлектрик). Физически (6) соответствует отсутствию потока куперовских пар через поверхность сверхпроводника.

Решая (5) совместно с (6) в предположении, что плотность состояний $N(0)$ и параметр порядка Δ постоянны и скачком обращаются в нуль лишь на поверхности σ сверхпроводника [9], можно получить координатную зависимость коррелятора $\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ для всех практически интересных геометрий. Мы здесь рассмотрим три из них: сверхпроводящее полупространство, пластина, проволока.

Так в случае сверхпроводящего полупространства $z, z' \geq 0$ имеем

$$\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \frac{\pi N(0)\Delta^2}{\omega^2 + \Delta^2} \int \frac{d^2 q_{\perp} \exp[iq_{\perp}(\vec{\rho} - \vec{\rho}')] }{(2\pi)^2 Dk} [e^{-k|z-z'|} + e^{-k(z+z')}], \quad (7)$$

где $k^2 = q_{\perp}^2 + \xi_{\omega}^{-2}$; $q_{\perp} = iq_x + jq_y$; $\vec{\rho} = ix + jy$. Интересно отметить, что пара спинов на поверхности сверхпроводника ($z = z' = 0$) взаимодействует в два раза сильнее, чем в объеме при $z = z' > \xi$ ($\xi = \xi_{\omega_0} = [D/2(\pi^2 T^2 + \Delta^2)^{1/2}]^{1/2}$ – длина когерентности сверхпроводника), где для $\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ справедлива формула (3). Таким образом, упругое отражение куперовских пар от поверхности сверхпроводника приводит к своего рода интерференции с усилением.

Для сверхпроводящей пластины толщиной L , то есть когда $0 \leq z, z' \leq L$, причем $L \gg l$, получаем

$$\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \frac{2\pi N(0)\Delta^2}{\omega^2 + \Delta^2} \int \frac{d^2 q_{\perp} \exp[iq_{\perp}(\rho - \rho')]}{(2\pi)^2 Dk \operatorname{sh}(kL)} \operatorname{ch}(kz) \operatorname{ch}[k(z' - L)] \quad (8)$$

при $z < z'$. Если же, наоборот, $z > z'$, то в (8) их нужно поменять местами. Нетрудно убедиться, что в случае массивной пластины ($L > \xi$) антиферромагнитная связь между ЛС на каждой из поверхностей будет в два раза сильнее, чем в объеме. При $L \rightarrow \infty$ из (8) следует выражение (7) для полупространства. Однако наиболее ярко полученный результат (8) иллюстрируется квазидвумерной ситуацией, когда толщина пленки L много меньше длины когерентности ξ . Тогда взаимодействие между ЛС практически не зависит от переменных z, z' и определяется лишь проекцией радиус-вектора \mathbf{R} на плоскость $z = 0$, то есть величиной $R_{\perp} = |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|$:

$$\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \frac{N(0)\Delta^2}{DL(\omega^2 + \Delta^2)} K_0(R_{\perp}/\xi_{\omega}). \quad (9)$$

При этом, как следует из асимптотик функции Макдональда

$$K_0(R_{\perp}/\xi_{\omega}) \propto \ln(\xi_{\omega}/R_{\perp}), \quad R_{\perp} < \xi_{\omega};$$

$$K_0(R_{\perp}/\xi_{\omega}) \propto (\xi_{\omega}/R_{\perp})^{1/2} \exp(-R_{\perp}/\xi_{\omega}), \quad R_{\perp} > \xi_{\omega},$$

степенной спад потенциала РККИ с увеличением расстояния между ЛС ослабляется по сравнению с трехмерным случаем (3) и антиферромагнитные корреляции ЛС на масштабах $R_{\perp} \leq \xi$ усиливаются. С физической точки зрения, такая модификация обмена РККИ вызвана, по-видимому, "уплощением" волновой функции куперовских пар в квазидвумерной пленке при сохранении занимаемого ими фазового объема.

Для сверхпроводящей проволоки радиусом L , то есть при $0 \leq \rho, \rho' \leq L$ ($L \gg l$), имеем

$$\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \frac{4N(0)\Delta^2}{D(\omega^2 + \Delta^2)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\cos m\varphi}{1 + 3\delta_{m,0}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_{\parallel} \exp[iq_{\parallel}(z - z')]}{2\pi I'_m(kL)} \times \\ \times I_m(k\rho) [K_m(k\rho') I'_m(kL) - I_m(k\rho') K'_m(kL)] \quad (10)$$

при $\rho < \rho'$. Если же, наоборот, $\rho > \rho'$, то их нужно поменять местами. Далее в (10) через φ обозначен угол между радиус-векторами $\vec{\rho}$ и $\vec{\rho}'$; $q_{\parallel} = q_z$,

$k^2 = q_{\parallel}^2 + \xi_{\omega}^{-2}$, а $I_m(x)$, $K_m(x)$ и $I'_m(x)$, $K'_m(x)$ – модифицированные функции Бесселя первого и второго родов и их производные. В квазиодномерном случае, когда радиус проволоки $L \ll \xi$, выражение (10) существенно упрощается:

$$\Lambda_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \frac{N(0)\Delta^2}{\omega^2 + \Delta^2} \frac{\xi_{\omega}}{DL^2} \exp(-|z - z'|/\xi_{\omega}) \quad (11)$$

и энергия антиферромагнитного взаимодействия между ЛС на расстояниях $|z - z'| \leq \xi$ практически постоянна.

Таким образом, антиферромагнитные корреляции ЛС, индуцированные переходом металла в сверхпроводящее состояние, усиливаются с приближением к поверхности массивного грязного сверхпроводника или при понижении размерности образца. Непосредственным интегрированием нетрудно убедиться, что все полученные результаты (7)–(11) удовлетворяют правилу сумм (4), обеспечивая равенство нулю однородной спиновой восприимчивости χ_s сверхпроводника при $T = 0$.

Полученные результаты позволяют сформулировать простую модель обменных взаимодействий в контактах и сверхрешетках F/S, пригодную для образцов изученных нами геометрий. В этой модели наряду с прямым обменом ближайших соседей по ферромагнитным слоям учитывается, что ЛС, расположенные на F/S-границах, взаимодействуют между собой еще и косвенно за счет дальнедействующего обмена РККИ через электроны проводимости сверхпроводящих слоев. Последний может быть обусловлен эффективным $s - d(f)$ -обменом I , который возникает за счет виртуального переноса электронов из сверхпроводника в диэлектрик и обратно в силу перекрытия соответствующих волновых функций на F/S-границе. В рамках этой модели можно показать, что в F/S-контактах наряду с сосуществованием ферромагнетизма и сверхпроводимости при определенных условиях возможна их взаимная подстройка, когда сверхпроводящая подложка наводит синусоидальную модуляцию в спиновой структуре F-пленки. Это приводит к значительному усреднению обменного поля, разрушающего куперовские пары в подложке, и, соответственно, к уменьшению расщепления БКШ-пика в плотности состояний квазичастиц, наблюдаемого в туннельных экспериментах с F/S-контактами EuO/Al [4] и EuS/Al [5]. Магнитное поле, параллельное плоскости контакта, разрушая куперовские пары за счет орбитального эффекта, постепенно уменьшает энергию антиферромагнитного обмена РККИ и выводит F/S-контакт в фазу сосуществования с однородным обменным полем, а вызванное им расщепление – на насыщение. Дальнейший рост магнитного поля приводит к переходу первого рода в ферромагнитное нормальное состояние, что согласуется с [4, 5].

В сверхрешетках F/S благодаря обмену РККИ может возникнуть слоистая антиферромагнитная сверхпроводящая фаза, в которой ЛС каждого из F-слоев упорядочены ферромагнитно, а намагниченности соседних слоев антипараллельны. Другой вариант взаимной подстройки соответствует слоистому криптоферромагнитному сверхпроводящему состоянию, в котором фазы синусоидально модулированных структур ЛС в соседних F-слоях сдвинуты на π (" π -фазный" магнетизм). В обоих случаях обменная поляризация, наводимая в сверхпроводящих прослойках ($L < \xi$) ЛС одного ферромагнитного слоя, почти полностью нейтрализуется поляризацией противоположного знака, наведенной соседним F-слоем. Такая самоиндуцированная компенсация обменного поля может объяснить довольно слабое подавление сверхпроводимости в мульти-

слоях EuO/V [1]. Описанное выше трехмерное поведение сверхрешеток F/S сменяется квазидвумерным, если период q_{\perp}^{-1} модуляции магнитного упорядочения в F -слоях становится меньше толщины сверхпроводящих прослоек L . В этом случае, как следует из формулы (8), обмен РККИ носит приповерхностный характер даже при $L \ll \xi$ и сверхрешетка распадается на систему слабосвязанных между собой $\text{S}/\text{F}/\text{S}$ -сэндвичей.

-
1. G.M.Roesler, M.E.Filipkowski, P.R.Broussard et al., Proc. SPIE -Int. Soc. Opt. Eng. (USA) **2157**, 285 (1994).
 2. B.Y.Jin and J.B.Kettersen, Adv. in Phys. **38**, 189 (1989).
 3. Z.Radovic, M.Ledvij, L.Dobrosavljevic-Grujic et al., Phys. Rev. B **44**, 759 (1991).
 4. P.M.Tedrow, J.E.Tkaczyk, and A.Kumar, Phys. Rev. Lett. **56**, 1746 (1986).
 5. X.Hao, J.S.Moodera, and R.Meservey, Phys. Rev. Lett. **67**, 1342 (1991).
 6. R.M.White, Quantum theory of magnetism, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1983.
 7. Б.И.Кочелаев, Л.Р.Тагиров, М.Г.Хусаинов, ЖЭТФ **76**, 578 (1979).
 8. P.G.de Gennes, Rev. Mod. Phys. **36**, 225 (1964).
 9. B.P.Stojkovic and O.T.Valls, Phys. Rev. B **47**, 5922 (1993).