

ФИЗИКА

УДК 538.945

В. Н. КУШНИР

**МНОГОМОДОВЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД
В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ СОСТОЯНИЕ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ
ТИПА СВЕРХПРОВОДНИК/ФЕРРОМАГНЕТИК**

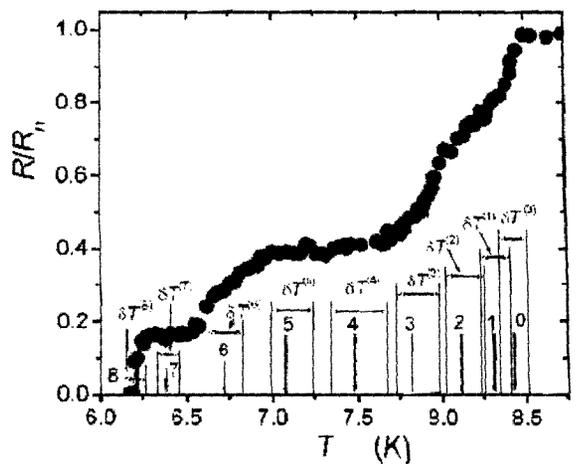
(Представлено академиком Н. М. Олехновичем)

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск

Поступило 12.10.2007

Рассматриваются структуры с чередующимися плоскими слоями сверхпроводника (S) и ферромагнетика (F), сверхпроводящие в силу эффекта близости. Эффект близости состоит в проникновении куперовских пар из сверхпроводящего материала в соседний с ним несверхпроводящий материал, в результате чего в слоистой структуре возникает пространственно неоднородное состояние сверхпроводимости [1]. Конденсатная волновая функция, описывающая это состояние, экспоненциально затухает вглубь несверхпроводящих слоев. В слоистых структурах типа S/F затухание конденсатной волновой функции в F -слое обусловлено главным образом обменным взаимодействием. Кроме того, обменное взаимодействие приводит к пространственным осцилляциям волновой функции в ферромагнетике, из-за чего возникают эффекты, свойственные только S/F -структурам. Это осциллирующие зависимости критической температуры T_c и критического тока от толщины ферромагнитного слоя, «возвратная» сверхпроводимость, пространственные осцилляции локальной плотности числа состояний на уровне Ферми [2]. Указанные свойства дают возможность эффективного использования S/F структур в различных устройствах нанозлектроники и спинтроники (джозефсоновские π -контакты и сверхпроводящие логические цепи на их основе, спиновый вентиль) [3, 4].

В проводимых до сих пор теоретических исследованиях рассмотрены двуслойные, трехслойные и четырехслойные S/F структуры (количество S/F бислоев $N_{bl} = 1, 2$ соответственно), а также сверхрешетки ($N_{bl} = \infty$) [2, 5]. Между тем, для структур типа сверхпроводник/нормальный металл (S/N) в случае $2 < N_{bl} < \infty$ обнаружены новые эффекты [6, 7]. Это, в частности, «эффект симметрии», имеющий следствием уширение переходных резистивных характеристик S/N -структур, находящихся во внешнем магнитном поле [7]. Уширение резистивных характеристик $R(T)$ перехода в сверхпроводящее состояние недавно было установлено и для многослойных $F/S \dots /S/F$ структур [8]. На рисунке приведена зависимость $R(T)$ многослойной структуры $Nb/Pd_{0,81}Ni_{0,19}$ для $N_{bl} = 9$ [8]. Видно, что ширина перехода $\Delta T_c = T_c(90\%) - T_c(10\%)$ составляет примерно 2,2 К. Здесь $T_c(90\%)$ и $T_c(10\%)$ – критические температуры, измеренные по критерию 90 и 10% от нормального сопротивления соответственно.



Резистивная характеристика перехода в сверхпроводящее состояние для 9-бислоевой структуры $Nb/Pd_{0,81}Ni_{0,19}$ [8]; $d_s = 18,7$ нм; $d_M = 2,2$ нм. По оси ординат отложено сопротивление образца, отнесенное к его нормальному сопротивлению при 10К

В данной работе наблюдаемое в [8] уширение $R(T)$ трактуется как проявление затянутого фазового перехода в сверхпроводящее состояние. Данная трактовка основана на многомодовости решения граничной задачи для уравнений микроскопической теории сверхпроводимости слоистых структур. Каждой моде соответствует собственное значение критической температуры и, соответственно, собственное критическое состояние. Показано, что различные моды (состояния) обнаруживают себя по причине неидеальности внешних границ структуры, а также границ между слоями.

Выбирается система координат с осью OZ , направленной перпендикулярно плоскости слоев. Координатная плоскость XOY совпадает с плоскостью симметрии образца.

Критическое состояние S/F в диффузионном пределе, и без учета парамагнитных и спин-орбитальных эффектов, описывается системой линеаризованных уравнений Узаделя [2, 9]

$$\left(-\hbar D(z) \frac{d^2}{dz^2} + 2\hbar |\omega_n| + 2iE_{ex}(z) \operatorname{sgn}(\omega_n) \right) F_n(z) = 2\pi k_B T \cdot N(z) V(z) \sum_{m, |\omega_m| \leq \omega_D} F_m(z). \quad (1)$$

В (1) использованы следующие обозначения: $D(z)$, $N(z)$, $V(z)$, $E_{ex}(z)$ – кусочно-постоянные функции, принимающие значения D_S , N_S , V_S , 0 в области S -слоев, и D_M , N_M , 0 , E_{ex} – в области F -слоев. D_S , D_M – постоянные диффузии; N_S , N_M – плотности числа состояний на уровне Ферми; V_S – константа эффективного электрон-электронного взаимодействия; E_{ex} – энергия обменного взаимодействия; $\omega_n \equiv \pi k_B T (2n + 1) / \hbar$ – мацубаровские частоты ($n = 0, \pm 1, \dots, n_D(T)$), ω_D – дебаевская частота, $n_D(T)$ – целая часть от выражения $(\hbar \omega_D / 2\pi k_B T - 0,5)$; $F_n(z)$ – квазиклассические горьковские аномальные функции Грина в мацубаровском представлении.

Уравнения (1) дополняются условиями сшивания функций $F_n(z)$ на плоскостях контакта S - и F -слоев [10].

$$D(z_i + 0)N(z_i + 0) \frac{dF_n(z_i + 0)}{dz} = D(z_i - 0)N(z_i - 0) \frac{dF_n(z_i - 0)}{dz}, \quad (2)$$

$$D(z_i - 0) \frac{dF_n(z_i - 0)}{dz} = \frac{v_{F,M} t_M}{2} (F_n(z_i + 0) - F_n(z_i - 0)), \quad (3)$$

где z_i ($i = 1, 2, \dots, 2N_{bl}$) – Z -координаты контактных плоскостей, $v_{F,M}$ – скорость Ферми ферромагнетика, t_M – параметр прозрачности [11] S/F -границы. Граничные условия для функций $F_n(z)$ имеют вид

$$\frac{dF_n(-L/2)}{dz} = \frac{dF_n(L/2)}{dz} = 0, \quad (4)$$

где L – толщина S/F структуры.

Для решения граничной задачи (1) – (4) используем обобщение матричного метода, разработанного в [12] для S/N структур.

Перейдем к эквивалентной (1) системе уравнений, заменив аномальные функции Грина $F_n(z)$ функциями

$$\Phi_n^\pm(z) = \frac{1}{2} (F_n(z) \pm F_{-n-1}(z)). \quad (5)$$

Тогда уравнения (1) – (3) сводятся к следующей системе алгебраических уравнений:

$$\mathcal{R}(T; L/2, -L/2) \begin{pmatrix} \Phi^+(-L/2) \\ \mathbf{0} \\ \Phi^-(-L/2) \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi^+(L/2) \\ \mathbf{0} \\ \Phi^-(L/2) \\ \mathbf{0} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Здесь вектор-функции $\Phi^\pm(z) \equiv (\Phi_0^\pm(z), \Phi_1^\pm(z), \dots, \Phi_{n_D}^\pm(z))^T$; $\mathcal{R}(T; z, -L/2)$ – матрицант системы уравнений (1); нулевой вектор-столбец в (6) имеет размерность $n_D + 1$. Матрицант $\mathcal{R}(T; z, -L/2)$

выражается через матрицанты $S(T; z)$, $\mathcal{M}(T; z)$ S - и F -слоев соответственно, а также через матрицы \mathcal{P}_{MS} , \mathcal{P}_{SM} условий сшивания (2), (3)

$$\mathcal{R}(T; L/2, -L/2) = \mathcal{M}(T; d_M) (\mathcal{P}_{MS} S(T; d_S) \mathcal{P}_{SM} \mathcal{M}(T; d_M))^{N_{bl}}, \quad (7)$$

где $d_{S(M)}$ – толщина S (F)-слоя. Все матрицы в (7) можно построить в явной форме [12], и тем самым решить задачу (1) – (4) формально точно. Представляя матрицу $\mathcal{R}(T; L/2, -L/2) \equiv \mathcal{R}(T)$ в блочной форме, получим, в соответствии с (6), характеристическое уравнение

$$\det \begin{pmatrix} \mathcal{R}_{II,I}(T) & \mathcal{R}_{II,III}(T) \\ \mathcal{R}_{IV,I}(T) & \mathcal{R}_{IV,III}(T) \end{pmatrix} = 0. \quad (8)$$

В результате решения (8) получим набор собственных значений $T^{(k)} = T^{(k)}(d_S, d_M)$ для критической температуры, которым соответствуют собственные вектор-функции состояний

$$\Phi^{(k)}(z) \equiv (\Phi^+(z), \Phi^{+'}(z), \Phi^-(z), \Phi^{-'}(z))^{(k)T} = \mathcal{R}(T^{(k)}; z, -L/2) \Phi^{(k)}(-L/2). \quad (9)$$

Для достаточно широкой области значений толщин d_S и d_M применим приближение Вертхамера диффузионного предела микроскопической теории [1]. В этом приближении матрицант $\mathcal{R}(T)$ определяется по-прежнему формулой (7), в которой матрицы $S(T; d_S)$, $\mathcal{M}(T; d_M)$, \mathcal{P}_{MS} , \mathcal{P}_{SM} редуцируются к матрицам размерности 4×4 . Система уравнений (6) тогда имеет вид

$$\mathcal{R}(T) \Phi_0(-L/2) = \Phi_0(L/2), \quad (10)$$

где $\Phi_0(z) \equiv (\Phi_0^+(z) \ 0 \ \Phi_0^-(z) \ 0)^T$. Использование приближенных уравнений (10) вместо точных уравнений (6) влечет некоторое искажение подгоночных параметров теории, но не затрагивает сути рассматриваемого вопроса.

Для данных структур решения удовлетворяют следующим свойствам. 1. Количество различных состояний совпадает с количеством бислоев N_{bl} S/F структуры. 2. Собственные состояния можно пронумеровать в соответствии с количеством нулей вектор-функций $\Phi_0^{(k)}(z)$, так что $k = 0, 1, \dots, N_{bl} - 1$. 3. Вектор-функции $\Phi_0^{(2k)}(z)$ являются четными, а $\Phi_0^{(2k+1)}(z)$ – нечетными. 4. Выполняется неравенство $T^{(k)} > T^{(k+1)}$ (наибольшему собственному значению $T^{(0)}$ соответствует симметричная вектор-функция состояния $\Phi_0^{(0)}(z)$ без нулей).

В соответствии с (8) – (10) были рассчитаны собственные значения $T^{(k)}$ и собственные вектор-функции $\Phi_0^{(k)}(z)$ для 9-бислоевой S/F структуры. Для их определения взяты экспериментальные оценки материальных параметров структуры $\text{Nb/Pd}_{0,81}\text{Ni}_{0,19}$, приведенные в [8]. Некоторая свобода в выборе параметра прозрачности t_M и отношения нормальных удельных сопротивлений S - и F -металлов позволили задать верхнее и нижнее собственные значения: $T^{(0)} = T_c(90\%)$, $T^{(8)} = T_c(10\%)$ (начальная и конечная точки резистивного перехода). Все значения $T^{(k)}$ указаны на рисунке стрелками (рядом со стрелкой указан номер собственного значения). Таким образом, набор собственных значений для критической температуры отображается на температурный интервал резистивного перехода. Однако существование дискретного набора собственных состояний само по себе не означает фазовый переход, охватывающий все эти состояния [13].

Вторым фактором в данном случае является неидеальность внешних границ структуры и границ между слоями. Для рассматриваемых образцов S/F эта неидеальность оказывается существенной из-за малых толщин слоев ферромагнетика $d_M = 2,2$ нм. Среднеквадратичное отклонение от толщины d_M вдоль внутренних F -слоев составляет $(\delta d_M)_{in} \sim 0,24$ нм, и вдоль внешних слоев – $(\delta d_M)_{out} \sim 1,1$ нм [8]. Эти значения свидетельствуют о хорошем качестве образцов, но тем не менее соответствующие отклонения собственных значений $\delta T^{(k)} = \delta T^{(k)}(d_M, \delta d_M)$ оказываются сравнимыми с разницей между собственными значениями $\Delta T^{(k)} = T^{(k-1)} - T^{(k)} \sim 0,2 \div 0,4$ К. В частности оказывается, что неидеальность внутренних границ больше влияет на верхние собственные значения, так что $\delta T^{(k)} \sim \Delta T^{(k)}$ при $k = 0, 1, 2$, а неоднородность поверхности внешних слоев структуры приводит к существенному «размытию» собственных значений $T^{(k)}$ с $k = 3, \dots, 6$. Результат расчета отклонений $\delta T^{(k)}$ при вариациях $\pm(\delta d_M)_{in}$ толщин внутренних F -слоев, и вариациях

$\pm(\delta d_M)_{\text{out}}$ толщин внешних F -слоев представлен на рисунке, на котором вертикальные линии выделяют границы температурных интервалов, соответствующих k -му состоянию. Видно, что эти интервалы покрывают практически всю область резистивного перехода, а интервалы $\delta T^{(0)}$, $\delta T^{(1)}$, $\delta T^{(2)}$ вообще перекрываются. В итоге переход рассматриваемой S/F структуры в сверхпроводящее состояние можно описать следующим образом. При температурах, слегка превышающих $T^{(0)}$, возникают области сверхпроводимости, пересекающие пленку S/F вдоль оси OZ . По мере понижения температуры эти области расширяются. Критическому состоянию при этом соответствуют симметричная вектор-функция $\Phi_0^{(0)}(z)$. По прохождению температурного интервала $\delta T^{(0)}$ происходит смена критического состояния $\Phi_0^{(0)}(z)$ критическим состоянием с антисимметричной вектор-функцией $\Phi_0^{(1)}(z)$. В области перекрытия интервалов $\delta T^{(0)}$, $\delta T^{(1)}$ наблюдаются флуктуационные процессы, в результате которых области сверхпроводимости могут быть распределены в образце хаотически. При дальнейшем понижении температуры процесс зарождения и разрушения критических состояний повторяется вплоть до температуры $T^{(8)}$, при которой происходит переход в сверхпроводящее состояние. В общем случае, при произвольном количестве бислоев S/F структуры, представленная картина фазового перехода остается такой же. При этом фазовый переход охватывает некоторый температурный интервал (T_1, T_2) , где значения T_1, T_2 удовлетворяют неравенствам $T^{(N_{bl}-1)} \leq T_1 < T_2 \leq T^{(0)}$ и зависят от степени неоднородности границ между слоями и неоднородности внешних границ структуры.

Автор выражает признательность С. Л. Прищепе, С. Cirillo, М. Ю. Куприянову, J. Aarts, А. А. Голубову за полезные обсуждения.

Литература

1. Ketterson J. B., Song S. N. Superconductivity. Cambridge University Press. 1999. P. 497.
2. Buzdin A. I. // Rev. Mod. Phys. 2005. Vol. 77. P. 935–1006.
3. Žutić I., Fabian J., Das Sarma S. // Rev. Mod. Phys. 2004. Vol. 76. P. 323–410.
4. Tagirov L. R. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83, N 10. P. 2058–2061.
5. Izyumov Y. A., Khusainov M. G., Proshin Y. N. // ФНТ. 2006. Т. 32, N 8-9. С. 1065–1077.
6. Kushnir V. N., Prischepa S. L., Attanasio C., Salvato M., Armenio A. A., Cirillo C., Della Rocca M. L., Maritato L. // Eur. Phys. J. B. 2004. Vol. 41, P. 439–444.
7. Kushnir V. N., Prischepa S. L., Attanasio C., Salvato M., Della Rocca M. L. // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 68. P. 212505-1–212505-4.
8. Prischepa S. L., Kushnir V. N., Ilyina E. A., Attanasio C., Cirillo C., Iannone C., Vecchione C., Fittipaldi R. T., Aarts J. // In: Physics, Chemistry and Applications of Nanostructures. Eds. V. E. Borisenko, S. V. Gaponenko, V. S. Gurin, World Sci. 2007. P. 39–46.
9. Usadel K. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25. P. 507–508.
10. Куприянов М. Ю., Лукичев В. Ф. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 139–145.
11. Tagirov L. R. // Physica C. 1998. Vol. 307. P. 145–163.
12. Kushnir V. N., Prischepa S. L., Cirillo C., Attanasio C. // Eur. Phys. J. B. 2006. Vol. 52. P. 9–14.
13. Kushnir V. N., Prischepa S. L., Cirillo C., Attanasio C., Aarts J. // In: Lorentz workshop «Physics of nanoscale superconducting structures». Eds. J. Aarts, A. Golubov, A. Zaikin. Leiden. 2007. P. 23.

KUSHNIR V. N.

vnkushnir@gmail.com

MULTIMODE PHASE TRANSITION TO SUPERCONDUCTIVITY IN SUPERCONDUCTOR/FERROMAGNET MULTILAYERS

Summary

The superconductor/ferromagnet multilayer critical states are investigated in the diffusive limit of the superconductivity microscopic theory. The broadening of the transition resistive characteristics is explained in terms of the multimode solution of the boundary problem for Usadel equations.