время функция $F^R F^A$, возникающая в выражении для δR_1, спадает на малых (по сравнению с T) энергиях $\epsilon_{L_1} = D/(2L_1)^2$ и вносит ненулевой вклад. Для таких энергий характеристическая длина спада $F^{R(A)}(x)$ имеет порядок L_1, т.е. порядок расстояния между сверхпроводниками.

Для того, чтобы наблюдались дальнодействующие эффекты Джозефсона, критический ток I_c должен превышать флуктуационный ток: $I_c \gg Te/\hbar$. С другой стороны, обычным эффектом Джозефсона можно пренебречь, если выполняется условие $\epsilon_{L_1} \ll T$. Комбинируя эти неравенства, получаем условие

$$\frac{TR_b R_1}{\delta R_b R_Q} \ll \epsilon_{L_1} \ll T, \tag{17}$$

которое должно выполняться, чтобы наблюдались описываемые эффекты. Здесь $R_Q = \hbar/e^2 \approx 3$ кОм и учтено, что максимальное значение I определяется соотношением $eIR \leqslant \epsilon_{L_1}$. В противном случае δR_1 уменьшается при увеличении I. Первое неравенство в (17) означает, что нулевая ступень Шапиро на кривой $I_1(V_S)$ при $I = 0$ отсутствует. Если второе неравенство в (16) не выполняется, то критический ток при $I = 0$ не равен нулю (обычный эффект Джозефсона). В этом случае эффективный критический ток I_c^* должен сначала увеличиваться при возрастании I, а затем уменьшаться, когда I превышает ϵ_{L_1}/eR.

3. Заключение

В заключение отметим, что как видно из рис. 3, поправка δR_1 к сопротивлению нормального канала, обусловленная эффектом близости, зависит от температуры T немонотонно: она равна нулю при $T = 0$ (напряжение смещения также равно нулю), достигает максимума при $T \approx \epsilon_{L_1}$ и спадает до нуля при повышении T. Такое поведение $\delta R_1(T)$, как отмечено в [15], связано с различными зависимостями от энергии ϵ двух вкладов в δR_1. Один вклад, который увеличивает сопротивление N-канала, связан с уменьшением плотности состояний в нормальном канале. Он описывается последним членом в $M(\epsilon)$ (см. (16)). Другой вклад (аномальный), который уменьшает сопротивление нормального канала, описывается двумя первыми членами в $M(\epsilon)$. Этот вклад точно компенсирует вклад, обусловленный изменением плотности состояний нормального канала при $\epsilon = 0$, и является доминирующим при $\epsilon \neq 0$. При $T > T_c$ он приводит к вкладу Маки – Томпсона в парапроводимость. Математически компенсация этих двух вкладов при $\epsilon = 0$ возникает потому, что при $\epsilon = 0$, $F^R = F^A$, а m_- в (15) обращается в нуль. Монотонное поведение δR наблюдалось в эксперименте [4]. Было бы интересно наблюдать дальнодействующий эффект Джозефсона экспериментально.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант No. 96-02-16663a), Российской программы по высокотемпературной сверхпроводимости (грант No. 96053) и CRDF (грант No. RP1-165). Авторы выражают благодарность за эту поддержку.

Список литературы

1. Petrashov V T et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 347 (1993); *Phys. Rev. Lett.* **74** 5268 (1995)
2. Pothier H et at. *Phys. Rev. Lett.* **73** 2488 (1994)
3. Vegvar P G N et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 1416 (1994)
4. Courtois H et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 130 (1996); Charlat D et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 4950 (1996)
5. Dimoulas H et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 602 (1995); den Hartog S G et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 4592 1996
6. Nguen C, Kroemer H, Hu E L *Phys. Rev. Lett.* **69** 2847 (1992)
7. Poirier W, Mailly D, Sanquer M, in *Proc. of the Conf. on Correlated Fermions and Transport in Mesoscopic Systems* (Les Arcs, France, 1996)
8. Hekking F W, Nazarov Yu V *Phys. Rev. Lett.* **71** 1525 (1993); *Phys. Rev. B* **49** 6847 (1994)
9. Zaitsev A V *Phys. Lett. A* **194** 315 (1994)
10. Volkov A F, Zaitsev A V *Phys. Rev. B* **53** 9267(1996)
11. Nazarov Yu V, Stoof T H *Phys. Rev. Lett.* **76** 823 (1996)
12. Volkov A F, Allsopp N, Lambert A C *J. Phys. Cond. Matter* **8** 45 (1996)
13. Artemenko S N, Volkov A F, Zaitsev A V *Solid State Comm.* **30** 771 (1979)
14. Volkov A F *Phys. Rev. Lett.* **74** 4730 (1995); *Письма в ЖЭТФ* **61** 556 (1995) [*JETP Lett.* **61** 565 (1995)]
15. Volkov A F, Pavlovskii V V, in *Proc. of the Conf. on Correlated Fermions and Transport in Mesoscopic Systems* (Les Arcs, France, 1996)
16. Зайцев А В *Письма в ЖЭТФ* **61** 755 (1995) [*JETP Lett.* **61** 771 (1995)]
17. Zhou F, Spivak B Z, Zyuzin A *Phys. Rev. B* **52** 4467 (1995)
18. Volkov A F, Takayanagi H *Phys. Rev. Lett.* **76** 4026 (1996); Antonov V N, Volkov A F, Takayanagi H *Phys. Rev. B* **55** 3836 (1997)
19. Larkin A I, Ovchinnikov Yu N, in *Nonequilibrium Superconductivity* (Eds D N Langenberg, A I Larkin) (Amsterdam: Elsevier, 1986) p. 493
20. Зайцев А В *ЖЭТФ* **86** 1742 (1984) [*Sov. Phys. JETP* **59** 1015 (1984)]
21. Куприянов М Ю, Лукичев В Ф *ЖЭТФ* **94** 139 (1988) [*Sov. Phys. JETP* **67** 1163 (1988)]
22. Lambert C J et al. *Phys. Rev. B* **55** 6015 (1997)
23. Волков А Ф, Павловский В В *Письма в ЖЭТФ* **64** 624 (1996) [*Sov. Phys. JETP Lett.* **64** 670 (1996)]
24. Горьков Л П, Элиашберг Г М *ЖЭТФ* **56** 1297 (1969) [*Sov. Phys. JETP* **29** 698 (1969)]

Взаимодействие Рудермана – Киттеля с памятью знака в неупорядоченных металлах и магнитная связь в мезоскопических слоистых системах металл/ферромагнетик

Б. Спивак, А. Зюзин

В случае, когда два парамагнитных спина помещены в чистый немагнитный металл при нулевой температуре $T = 0$, энергия обменного взаимодействия Рудермана – Киттеля между ними имеет хорошо известный вид [1]

$$I_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = I_0 \, \frac{\cos(2p_F|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|)}{(p_F|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|)^d} \, \delta_{ij} \, . \tag{1}$$

Здесь I_0 — множитель, пропорциональный квадрату обменного взаимодействия между локализованными спинами и спинами электронов проводимости в металле, p_F — импульс Ферми в металле, d — размерность пространства, i, j — спиновые индексы и $\mathbf{R}_1$, $\mathbf{R}_2$ — координаты локализованных спинов. В случае неупорядоченных металлов $|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2| \gg l \gg p_F^{-1}$ амплитуда средней обменной энергии Рудермана – Киттеля

$$\left\langle I_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) \right\rangle \sim \exp\left(-\frac{|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|}{l} \right), \tag{2}$$

экспоненциально мала [2]. Здесь скобки $\langle\ \rangle$ отвечают усреднению по реализациям случайного рассеивающего потенциала (или усреднению по образцам), а l — длина упругого свободного пробега электрона в металле. С другой стороны, было показано [3–5], что экспоненциальный спад усредненной величины $\langle I_{ij}(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2)\rangle$ является следствием разупорядочения знаков $I_{ij}(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2)$ и что характерная амплитуда взаимодействия

$$\sqrt{\left\langle\left(I_{ij}(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2)\right)^2\right\rangle} \sim |\mathbf{R}_1-\mathbf{R}_2|^{-d} \tag{3}$$

уменьшается с расстоянием по тому же закону, что и в чистом случае. Интерпретация уравнений (2) и (3), приведенная в [3], заключалась в том, что в данном образце

$$I_{ij}(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2) \sim \frac{\cos\left(2p_{\mathrm{F}}|\mathbf{R}_1-\mathbf{R}_2| + \delta(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2)\right)}{\left(p_{\mathrm{F}}(|\mathbf{R}_1-\mathbf{R}_2|\right)^{-d}}\,, \tag{4}$$

где $\delta(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2)$ имеет случайный знак, когда $|\mathbf{R}_1-\mathbf{R}_2| \gg l$, что означает, что знак $I_{ij}(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2)$ нельзя предсказать.

В действительности, из уравнений (2, 3) следует то, что $I_{ij}(\mathbf{R_1},\mathbf{R_2})$ имеет случайные знаки между различными реализациями образцов. В этой работе нам хотелось бы показать, что в каждом образце знак $I_{ij}(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2)$ можно предсказать в том смысле, что существуют дальнодействующие корреляции между знаками $I_{ij}(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2)$ и $I_{k,l}(\mathbf{R}_3,\mathbf{R}_4)$, которые сохраняются даже на очень больших расстояниях $|\mathbf{R}_1-\mathbf{R}_3| \sim |\mathbf{R}_2-\mathbf{R}_4| \sim |\mathbf{R}_2-\mathbf{R}_3| \sim$ $\sim |\mathbf{R}_1-\mathbf{R}_4| \sim R \gg l$ и для произвольных положений $\mathbf{R}_1$, $\mathbf{R}_2$, $\mathbf{R}_3$, $\mathbf{R}_4$. Для того, чтобы доказать это утверждение, вычислим корреляционную функцию ($\delta I_{ij} = I_{ij} - \langle I_{ij}\rangle$) при $R \gg l$

$$\left\langle \delta I_{ij}(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2)\delta I_{ij}(\mathbf{R}_3,\mathbf{R}_4)\right\rangle \sim R^{-4(d-1)} \tag{5}$$

с помощью диаграмм, приведенных на рис. 2б. Здесь используется стандартная диаграммная техника [14] для усреднения по реализациям случайного потенциала. Сплошные линии на рис. 2б отвечают электронным функциям Грина в мацубаровском представлении, штриховые линии — рассеянию на случайном потенциале, а вершины соответствуют контактному магнитному взаимодействию. Из уравнения (5) видно, что упоминавшиеся выше корреляции знака очень медленно спадают с расстоянием R по степенно́му закону. Здесь следует подчеркнуть, что этот эффект существует только в неупорядоченном металле, когда $R \gg l$, благодаря тому примечательному обстоятельству, что он нечувствителен к изменениям координат $\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2,\mathbf{R}_3,\mathbf{R}_4$ на расстояниях порядка или больше $1/p_{\mathrm{F}}$. (В чистом металле корреляции знака экспоненциально спадают, когда $R \gg 1/p_{\mathrm{F}}$ из-за осцилляционной природы взаимодействия Рудермана – Киттеля). Диаграммы, показанные на рис. 2б, были вычислены в работах [4, 18], хотя вопрос о корреляциях знака в них не обсуждался.

Качественное объяснение природы этих корреляций состоит в следующем. Мезоскопические флуктуации обменной энергии $\delta I_{ij}(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2)$ возникают вследствие интерференции случайных амплитуд вероятности диффузионных траекторий между точками $\mathbf{R}_1$ и $\mathbf{R}_2$. Среди этих траекторий есть такие, которые проходят через точки $\mathbf{R}_3$ и $\mathbf{R}_4$ (одним из примеров является линия "а" на рис. 1а). С другой стороны, среди траекторий, которые определяют амплитуду вероятности перейти от точки $\mathbf{R}_3$ к точке $\mathbf{R}_4$, есть такие, которые опять следуют вдоль штриховых линий на рис. 1а и проходят через точки $\mathbf{R}_1$ и $\mathbf{R}_2$. Это приводит к вышеупомянутым корреляциям между $I_{ij}(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2)$ и $I_{kl}(\mathbf{R}_3,\mathbf{R}_4)$.

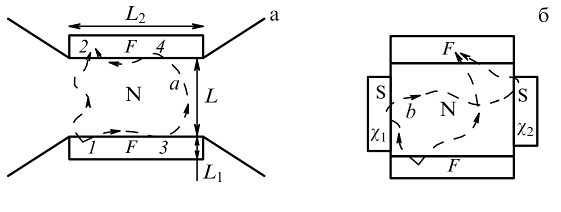

Рис. 1. Схемы ферромагнитно–немагнитных слоистых систем.

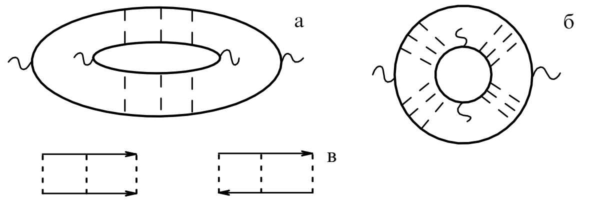

Рис. 2. Диаграммы для корреляционной функции $\langle\delta\bar{I}_{ij}\delta\bar{I}_{kl}\rangle$.

Рассмотрим теперь систему двух ферромагнитных слоев (F) с размерами L_1, L_2, L_3, разделенных неупорядоченными слоями нормального металла (N) с толщиной L и $p_{\mathrm{F}}l \gg 1$ (см. рис. 1). Обсуждавшаяся выше память знака взаимодействия Рудермана – Киттеля может определять энергию обменного взаимодействия между F-слоями через металл в случае, когда толщина N-слоев много больше длины свободного пробега $L \gg l$. Обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями является по своей природе взаимодействием типа Рудермана – Киттеля, а именно, взаимодействием коллективизированных электронов немагнитного металла с локализованными "f"- или "d"-электронами в ферромагнетиках, вызванное поляризацией спинов в немагнитных металлических слоях. Эта намагниченность, в свою очередь, создает эффективное взаимодействие между двумя локализованными спинами в различных ферромагнитных слоях с энергией

$$E(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2) = I_{ij}(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2)S_i^1 S_j^2\,, \tag{6}$$

где $S_i^{1,2}$ — компоненты локализованных спинов в F-слоях, а $\mathbf{R}_{1,2}$ — их координаты. Здесь используется простейшая модель, в которой "s"-электроны проводимости взаимодействуют с локализованными "f"- или "d"-электронами в F-слоях посредством контактного взаимодействия с энергией $A\sum_k \delta(\mathbf{r}_k-\mathbf{R})\mathbf{s}_k\mathbf{S}$, где $\mathbf{r}_k$ и $\mathbf{s}_k$ — координаты и спины электронов проводимости в металле, пронумерованных индексом k, а A — константа взаимодействия. В результате получаем $I_0 = (9\pi/64)[(An)^2/E_{\mathrm{F}}]$ которое имеет порядок критической температуры ферромагнетика, где E_{F} — энергия Ферми, а $n = p_{\mathrm{F}}^3/3\pi^2$ — концентрация электронов в металле. Здесь, следуя работам [10–13], будет использоваться приближение, в котором полная энергия обменного взаимодействия $\bar{E}$ между магнитными моментами в

F-слоях есть сумма энергий $E(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)$ по координатам локализованных спинов $\mathbf{R}_1$, $\mathbf{R}_2$ в ферромагнитных слоях.

$$\bar{E} = \sum_{\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2} E(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = \sum_{\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2} I_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) S_i^{(1)} S_j^{(2)} = \bar{I}_{ij} n_{1i} n_{2j}, \tag{7}$$

где n_{1i} и n_{2j} — компоненты единичных векторов $\mathbf{n}_1$, $\mathbf{n}_2$, параллельных намагниченности в первом и втором слоях соответственно. Здесь рассматривается случай, когда длина F-слоев L_2 относительно мала и можно пренебречь флуктуациями ориентации намагниченности вдоль F-слоев.

До сих пор как экспериментальные, так и теоретические исследования этого явления были ограничены рассмотрением бесконечно протяженных F- и N-слоев и случаем чистых N-слоев с $L \gg l$, когда значение $\bar{I}_{ij}$ и относительная ориентация намагниченности в F-слоях являются осциллирующими функциями L [7–13]. В этой работе обсуждается противоположный случай малых размеров образца и неупорядоченных N-слоев, когда мезоскопические эффекты определяют обменное взаимодействие между F-слоями. Чтобы найти относительный угол $\theta(\widehat{\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2})$ между направлениями намагниченности в F-слоях, надо вычислить знак и амплитуду величины $\bar{I}_{ij}$. Когда $L \gg l$, $\bar{I}_{ij}$ является случайной величиной, зависящей от образца, которую можно охарактеризовать ее средним значением и моментами. Из уравнения (2) следует, что при $L \gg l$ средняя обменная энергия $\langle \bar{E} \rangle$ экспоненциально мала и ею можно пренебречь. Следовательно, в случае $L \gg l$ обменная энергия между ферромагнитными слоями имеет случайный знак, а ее характерное значение определяется ее дисперсией $[(\bar{I}_{ij})^2]^{1/2}$, которая, в свою очередь, определяется обсуждавшимися выше дальнодействующими корреляциями между $I_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)$ и $I_{k,l}(\mathbf{R}_3, \mathbf{R}_4)$. В результате в случае, например, квадратной или кубической геометрии N-слоя и при низких температурах дисперсия обменной энергии имеет случайный знак, а ее характерное значение не зависит от размера образца. На рисунке 2 показаны диаграммы, дающие вклад в $\langle \delta\bar{I}_{ij}\, \delta\bar{I}_{kl} \rangle$ в низшем порядке по параметру $\hbar/p_{\mathrm{F}} l \ll 1$. Диаграммы, изображенные на рис. 2а, были рассмотрены в [13–16]. Они вносят основной вклад в корреляционную функцию $\langle \delta I_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) \delta I_{kl}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) \rangle \sim |\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|^{-d}$. Однако вклад этих диаграмм в корреляционную функцию $\langle \delta I_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) \delta I_{kl}(\mathbf{R}_3, \mathbf{R}_4) \rangle$ экспоненциально спадает, когда $|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_3|, |\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_4| \gg l$. В результате в случае, например, $L \sim L_2 \gg L_3 \sim L_1$ вклад этих диаграмм в $\langle \delta\bar{I}_{ij} \delta\bar{I}_{kl} \rangle$ имеет порядок $I_0^2 (n p_{\mathrm{F}}^{-3})^4 (L_1/L)^2$ (предполагается, что плотность локализованных спинов в ферромагнетиках порядка n). Хотя вклад диаграмм на рис. 2б в $\langle \delta I_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) \delta I_{kl}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) \rangle$ гораздо меньше, они описывают дальнодействующие корреляции $\langle \delta I_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) \delta I_{ij}(\mathbf{R}_3, \mathbf{R}_4) \rangle \sim R^{-4(d-1)}$, когда $|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_3| \sim |\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_4| = R \gg l$. Таким образом, они дают главный вклад в корреляционную функцию энергий обменного взаимодействия между слоями $\langle \bar{I}_{ij} \bar{I}_{kl} \rangle$ при $L \gg l$. В результате имеем:

$$\begin{aligned} \langle \delta\bar{I}_{ij} \delta\bar{I}_{kl} \rangle = \frac{2}{\pi} I_0^2 E_{\mathrm{F}}^2 T \sum_m \omega \int \mathrm{d}\mathbf{R}_1\, \mathrm{d}\mathbf{R}_2\, \mathrm{d}\mathbf{R}_3\, \mathrm{d}\mathbf{R}_4 \times \\ \times \big[\hat{\sigma}_i \hat{P}^c_\omega(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) \hat{\sigma}_k \hat{P}^c_\omega(\mathbf{R}_2, \mathbf{R}_3) \hat{\sigma}_j \hat{P}^c_\omega(\mathbf{R}_3, \mathbf{R}_4) \hat{\sigma}_l \hat{P}^c_\omega(\mathbf{R}_4, \mathbf{R}_1) + \\ + \hat{\sigma}_i \hat{P}^d_\omega(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) \hat{\sigma}_j \hat{P}^d_\omega(\mathbf{R}_2, \mathbf{R}_3) \hat{\sigma}_k \hat{P}^d_\omega(\mathbf{R}_3, \mathbf{R}_4) \hat{\sigma}_l \hat{P}^d_\omega(\mathbf{R}_4, \mathbf{R}_1) \big]. \end{aligned} \tag{8}$$

Здесь $\omega = \pi(2m+1)T$ — мацубаровская частота, m — целое число, T — температура и $\hat{\sigma}_i$ — спиновые операторы. Интегрирование по $\mathbf{R}_1$, $\mathbf{R}_3$ и по $\mathbf{R}_2$, $\mathbf{R}_4$ в (8) выполняется по объемам соответственно первого и второго ферромагнитных слоев. Результаты вычислений по уравнению (8) зависят от отношения длин L, L_2, $L_T = \sqrt{D/T}$, $L_{\mathrm{so}} = \sqrt{D\tau_{\mathrm{so}}}$ и от граничных условий для куперонов и диффузонов, которые изображены на рис. 2в. Здесь L_{so} и τ_{so} — соответственно длина и время спин-орбитальной релаксации, а D — коэффициент диффузии электронов в N-слое. В случае "открытой" геометрии N-слоя, показанной на рис. 1а, а также L_T, $L_{\mathrm{so}} \gg L > l$ и L, $L_2 \gg L_1$, L_3 имеем

$$\langle \delta\bar{I}_{ij} \delta\bar{I}_{kl} \rangle = \frac{5 \times 2^{7/2} \zeta(5/2)}{3^2 \pi^{9/2}} X \frac{I_0^2}{(p_{\mathrm{F}} l)^2} (p_{\mathrm{F}} L_1)^4 \delta_{ij} \delta_{kl}\,. \tag{9}$$

Здесь X — множитель порядка единицы при $L \sim L_2 \leqslant L_T$, а $\zeta(x)$ — дзета-функция. Для разных предельных случаев получаем

$$X = \begin{cases} \left(\dfrac{L_2}{L} \right)^4, & L_T > L_2 > L\,, \\ \dfrac{L_2 L_T^3}{L^4}, & L_2 > L_T > L\,. \end{cases} \tag{10}$$

Интересно, что в случае $L \sim L_2 < L_T$ выражения (9) и (10) оказываются не зависящими от L. В случае $L > L_T$ выражение для X приобретает дополнительный экспоненциально малый множитель $\exp(-L/L_T)$. В случае $L_{\mathrm{so}} > L$ минимум обменной энергии соответствует параллельной или антипараллельной ориентации намагниченностей в слоях (θ равно нулю или π). В противоположном пределе $L_{\mathrm{so}} \ll L$ получаем такую же формулу, как (9), но без множителя $\delta_{ij}\, \delta_{kl}$. Это означает, что обменное взаимодействие между F-слоями имеет вид Дзялошинского–Мория, и минимум обменной энергии соответствует зависящему от образца углу $\theta(\widehat{\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2})$, принимающему случайное значение в интервале $(0, \pi)$. При выводе приведенных выше результатов авторы пренебрегли влиянием изменений направления намагниченности в F-слоях на граничные условия для представленных на рис. 2в куперонов и диффузонов. В случае открытой геометрии образца на рис. 1а это правильно при условии, что $A p_{\mathrm{F}}^3 L_1 / v_{\mathrm{F}} \ll 1$. Чтобы получить оценку для $\langle \delta\bar{I}_{ij} \delta\bar{I}_{kl} \rangle$ в противоположном пределе, надо подставить E_{F} вместо множителя $A(L_1 p_{\mathrm{F}})$ в выражение (5). Например, в случае $L_T > L \sim L_2 > L_{\mathrm{so}}$ имеем

$$\langle \delta\bar{I}_{ij} \delta\bar{I}_{kl} \rangle \sim E_{\mathrm{F}}^2 (p_{\mathrm{F}} l)^{-2} \sim \frac{\hbar}{\tau}\,. \tag{11}$$

Здесь τ — длина упругого среднего свободного пробега в металле. Хотелось бы еще раз подчеркнуть, что соотношения (9)–(11) являются следствием существования дальнодействующих корреляций знаков $I_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)$ и $I_{kl}(\mathbf{R}_3, \mathbf{R}_4)$, которые сохраняются на расстояниях много больших, чем l.

Как обычно бывает в физике мезоскопических металлов [15, 16], внешнее магнитное поле изменяет картину интерференции электронов, и вследствие этого $\delta\bar{I}_{ij}$ и $\theta(\widehat{\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2})$ оказываются случайными, зависящими от конкретного образца, осциллирующими функциями магнитного поля H. Другой способ изменения относительной ориентации F-слоев проиллюстрирован на рис. 1б. Это случай, когда $\theta(\widehat{\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2})$ является случайной зависящей от образца функцией разности фаз параметра порядка $(\chi_1 - \chi_2)$ в сверхпроводниках S_1 и S_2, изображенных на рис. 1б. Причиной этого является то, что некоторые диффузионные траектории, соединяющие точки *1* и *2* на рис. 1б, могут проходить через сверхпроводники (линия "б" на рис. 1б), и соответствующая амплитуда вероятности может пройти вдоль этих траекторий и приобретает дополнительную фазу $(\chi_1 - \chi_2)$ [17]. Другим следствием зависимости обменной энергии от фазы является то, что критический джозефсоновский ток в устройстве, показанном на рис. 1б, зависит от угла θ между направлениями намагниченности F-слоев.

Авторы хотели бы поблагодарить Дж. Басса (J. Bass) и И. Шендера (Y. Shender) за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Отделения материаловедения Национального научного фонда США (NSF), контракт No. DMR-9625370 и Американско-израильского двустороннего научного фонда (US-Israeli Binational Science Foundation), грант No. 94-00243.

Список литературы

1. Ruderman M A, Kittel C *Phys. Rev.* **96** 99 (1954)
2. de Geenes P *J. Phys. Rad.* **23** 230 (1962)
3. Zyuzin A, Spivak B *Письма в ЖЭТФ* **43** 185 1986 [*JETP Lett.* **43** 234 (1986)]
4. Stephen M J, Abrahams E *Solid State Commun.* **65** 1423 (1988)
5. Zyuzin A, Spivak B "Friedel Oscillations in Disordered Metals", in *Trends in Theoretical Physics* Vol. 2 (Eds by P J Elis, Y C Tang) (1990)
6. Spivak B, Zyuzin A "Mesoscopic Fluctuations of Current Density in Disordered Conductors", in *Mesoscopic Phenomena in Solids* (Eds B L Altshuler, P A Lee, R A Webb) (Amsterdam: Elsevier, 1991)
7. Baibich M et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988)
8. Camley R, Barns J *Phys. Rev. Lett.* **63** 664 (1989)
9. Parkin S S P, More N, Roche K P *Phys. Rev. Lett.* **64** 2304 (1990); *Phys. Rev. Lett.* **66** 2152 (1991)
10. Levy P, Zang S, Fert A *Phys. Rev. Lett.* **65** 1643 (1990)
11. Yang Q et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 3274 (1994)
12. Heinrich B, Cochran J F *Adv Physics* **42** 523 (1993)
13. Yafet Y *J. Appl. Phys.* **61** 4058 (1997)
14. Абрикосов А А, Горьков Л П, Дзялошинский И Е *Методы квантовой теории поля в статистической физике* (М.: Физматгиз, 1962)
15. Lee P A, Stone A D *Phys. Rev. Lett.* **55** 1622 (1985)
16. Альтшулер Б Л *Письма в ЖЭТФ* **42** 530 (1985) [*JETP. Lett.* **41** 648 (1985)]
17. Спивак Б, Хмельницкий Д *Письма в ЖЭТФ* **35** 334 (1982) [*JETP Lett.* **47** 268 (1982)]
18. Lerner I *Phys. Rev. B* **48** 9462 (1993)

Кулоновские эффекты в баллистическом одноканальном S-S-S-транзисторе

Д.А. Иванов, М.В. Фейгельман

1. Введение

В последние годы широко исследовались кулоновские эффекты в трехконтактных устройствах нескольких различных типов, состоящих из острова, который соединен с внешними проводами через два контакта слабой связи и с дополнительным потенциалом затвора через емкостную связь [1–3]. В настоящей работе развита теория систем, состоящих из двух почти баллистических одноканальных квантовых точечных контактов, соединяющих малый сверхпроводящий остров с двумя сверхпроводящими проводами. Создание такой системы стало возможным благодаря последним технологическим достижениям [4–6]. Выведена зависимость среднего джозефсоновского тока через систему и его флуктуаций (мощности шума) от разности сверхпроводящих фаз между подводящими проводами α и электрическим потенциалом затвора V_g. Показано, что такая система является реализацией перестраиваемой квантовой двухуровневой системы (с псевдоспином 1/2), которая может быть полезной при создании квантовых компьютеров (см., например, [7, 8]).

2. Модель одноканального почти баллистического S-S-S-перехода

Рассмотрим малый сверхпроводящий остров, соединенный с двумя внешними сверхпроводящими проводами одноканальными почти баллистическими квантовыми точечными контактами [9, 10] (рис. 1). Следуя работе [9], предположим, что ширина обоих контактов много больше фермиевской длины волны (так что транспорт через сужение можно рассматривать как адиабатический), но много меньше длины когерентности $\xi_0 \equiv \hbar v_{\mathrm{F}}/\pi\Delta$ (где v_{F} — фермиевская скорость, а Δ — сверхпроводящая щель).

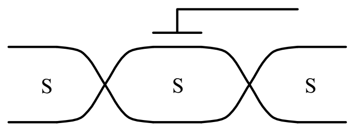

Рис. 1. Двухконтактная S-S-S-система. \

Наше предположение о низких температурах означает, что среднее число одноэлектронных возбуждений на острове много меньше единицы. В этом случае они не могут давать вклад в полный заряд гранулы, и проблема кулоновской блокады сводится только к рассмотрению эволюции сверхпроводящей фазы. Тогда условие низких температур выражается как $T < \Delta/\log[V\nu(0)\Delta]$, где V — объем гранулы, $\nu(0)$ — плотность электронных состояний на уровне Ферми.

Пренебрежем флуктуациями фазы в объеме острова и будем описывать весь остров одной сверхпроводящей фазой χ. При фиксированном значении фазы на острове спектр каждого из двух переходов состоит из двух андреевских состояний, локализованных на переходе, и непрерывного спектра выше щели Δ [10]. Энергии андреевских состояний лежат ниже щели:

$$E_{\pm}(\delta\phi) = \pm\Delta\sqrt{1 - t\sin^2\left(\frac{\delta\phi}{2}\right)}\,, \tag{1}$$

где $\delta\phi$ — разность фаз на контакте, t — коэффициент прохождения. Положим сверхпроводящую фазу на одном из подводящих проводов равной нулю; предполагается, что фаза другого провода α фиксируется извне. Тогда полная джозефсоновская энергия двух контактов есть (рис. 2):

$$U(\chi) = U_1(\chi) + U_2(\alpha - \chi)\,, \tag{2}$$

где $U_i(\delta\phi) = E_-(\delta\phi)$.