[4] Blazey K. W., Portis A. M., Bednorz J. G. // Sol. St. Comm. 1988. V. 65. N 10. P. 1153—1156.
[5] Chen D. X., Goldfarb R. B., Nogues J., Rao K. V. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 3. P. 980—983.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
8 сентября 1988 г.

УДК 539.2 : 536.425

Физика твердого тела, том 31, в. 3, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 3, 1989

СЛАБОЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МЕТАЛЛООКСИДНЫХ ПЛЕНКАХ. СТИМУЛИРОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

В. А. Черенков

Создание искусственных сверхпроводящих структур с заданными значениями критических параметров: температуры сверхпроводящего перехода T_c, верхнего критического поля H_{c_2}, нижнего критического поля H_{c_1}, критического тока j_c открывает широкие перспективы применения таких структур в технике.

По-видимому, наиболее интересны искусственно созданные сверхпроводящие системы с сильной модуляцией параметра порядка не только по фазе, но и по амплитуде.

Многослойные структуры из металлооксидных слоев ниобия Nb—NbO_x—Nb с заданным режимом окисления при количестве слоев $N \sim 10$ обеспечивают дискретный рост температуры перехода в сверхпроводящее состояние в зависимости от числа слоев в структуре $\Delta T_c = 0.7$ K от 4.9 до 5.6 K [1].

Не исключено, что стимулирование сверхпроводимости возможно в слоях из металлооксидных пленок на основе La—Ba(Sr)—Cu—O и Y—Ba—Cu—O [2].

Для гранулярного металла — случайной двухкомпонентной системы, состоящей из макроскопических металлических и диэлектрических областей, — сформулирована новая задача теории протекания [3]. Суть ее сводится к учету числа разорванных связей или штрафов на пути между двумя произвольными узлами решетки, удаленными друг от друга на очень большое расстояние $r \gg \xi$, где ξ — корреляционная длина теории протекания.

В феноменологической теории Гинзбурга—Ландау температура сверхпроводящего перехода тонкой пленки с металлооксидным диэлектрическим слоем толщины d [4] определяется как

$$T_c = T_{c0}\,(1 - d_m/d), \qquad (1)$$

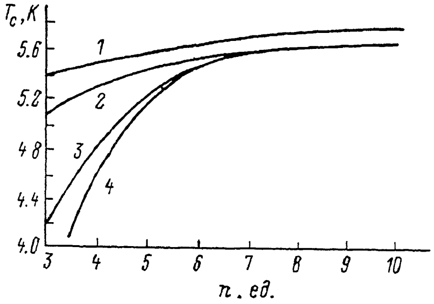
где d_m — эффективная толщина, на которой подавляется параметр порядка вблизи границы пленки; T_{c0} — критическая температура массивного сверхпроводника. Очевидно, что (1) с учетом штрафа в N металлооксидных слоях можно переписать в виде

$$T_c^N = T_{c0}\left(1 - P_{\text{штр}}^N\right), \qquad (2)$$

где T_c^N — температура перехода сверхпроводящей структуры из N слоев, $P_{\text{штр}}^N$ — вероятность получения штрафа при прохождении N слоев.

Рассматривая идентичные слои, протекание в модели единичных сверхпроводящих петель [5, 6] и полагая, что при прохождении оксидного слоя пленки реализуется один штраф ($d \leqslant \xi_0$), рассчитаем температуры перехода T_c^N для многослойных структур в случае безусловного штрафа (кривая *3* на рисунке) и условного (кривая *4*). Кривая *1* соответствует максимальной температуре сверхпроводящего перехода $T_{c\Lambda}^{\max}$, оцененной из дисперсии T_c^N для многослойных структур $Nb-NbO_x-Nb$ [1]. Действительно, для многослойных ниобиевых структур $T_{cN}^{\max}$ не превосходит 5.8 K [7]. Очевидно, что начиная с $N=5$ согласие теории с экспериментом (кривая *2*) хорошее. Различие T_c^N и $T_c^{\text{расч}}$ не превосходит 0.2 K. Обратим внимание на «насыщение» кривых $T_c^N=f(N)$ при $N \sim 8 \div 10$.

Покажем, что решение задачи для системы N-туннельных переходов в N-слойной джозефсоновской структуре со слабым взаимодействием между ближайшими слоями приводит к аналитическому выражению для $T_c^N(N)$, из которого следует «насыщение» T_c^N при $N \geqslant 8$.



Температура сверхпроводящего перехода в структуре $Nb-NbO_x-Nb$ из N слоев.

1 — $T_{U\Lambda}^{\max}$, *2* — эксперимент [1], *3* — расчет в теории протекания с безусловным штрафом, *4* — расчет с условным штрафом.

Считая, что система N-туннельных переходов находится в дискретных состояниях $|\psi_\alpha\rangle$, запишем уравнение Шредингера, учитывая взаимодействие между ближайшими слоями трехдиагональным матричным гамильтонианом

$$\hat{H}_{\alpha\beta}=\begin{cases} U_{ij}, & i \equiv j, \\ K_{ij}, & i,\ j=(i,\ j) \pm 1. \end{cases} \tag{3}$$

Система уравнений Максвелла для N-слойной структуры в плоской XY-модели приводит к системе связанных уравнений для скачков фаз параметра порядка $\varphi_{N,\,N-1}$ отдельных туннельных переходов

$$\begin{aligned} &\Box\varphi_{N-1,\,N}=-\lambda_j^2 \sin\varphi_{N-1,\,N}, \\ &\Box\varphi_{N,\,N-1}=-\lambda_j^2 \sin\varphi_{N,\,N-1}, \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ &\Box\varphi_{N,\,N+1}=-\lambda_j^2 \sin\varphi_{N,\,N+1}. \end{aligned} \tag{4}$$

Система уравнений (4) получена в представлении амплитуд вероятности при использовании локальных уравнений Максвелла для одиночных слоев толщины d, где сверхпроводимость определяется скачками фаз параметра порядка. Тогда $\lambda_j=\hbar/e\mu_0 dj_j$, $j_j=j_j^{\perp}$ — ток Джозефсона в слое j, перпендикулярный плоскости слоя.

Полное изменение фазы от i-го слоя к j-му дается общим уравнением

$$\Box\varphi_{ij}=-\mathcal{J}_\Sigma, \tag{5}$$

где

$$\mathcal{J}_\Sigma=\sum_{i=2}^{j} \lambda_i^{-2} \sin\varphi_{i-1,\,i}$$

— эффективный джозефсоновский ток для N-слойной SDS джозефсоновской ($N=j-i$) структуры.

Система уравнений (4) приводится в координатном представлении для φ к системе конечных уравнений аналогичной системе уравнений Гинзбурга—Ландау [4] с граничным условиями

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2\varphi_{N,\,N-1}}{\partial r^2}=-\frac{1}{\lambda_j^2}\sin\varphi_{N,\,N-1}, \\ &\partial\varphi_{N,\,N-1}/\partial r=\tilde{c}\varphi_{N,\,N-1}. \end{aligned} \tag{6}$$

Считая, что в (6) скачок фазы параметра порядка слабо меняется на границе слоя $Y_{0;\,N,\,N-1}=N\,(d+d_N)/2$ (ордината точки на границе $N-1$- и N-го слоев), линеаризуем (6). Здесь d — толщина сверхпроводника в N-м слое, d_N — толщина оксидного слоя. Линеаризованные решения уравнений (6) имеют вид

$$\varphi_{N,\,N-1}=\cos\,(\beta_j Y/\lambda_j), \tag{7}$$

β_j — направляющие косинусы j_j. С учетом (7) граничные условия (6) запишутся следующим образом:

$$\frac{\beta_j}{\lambda_j}\,\mathrm{tg}\left(\frac{\beta_j Y}{\lambda_j}\right)=2\tilde{c}. \tag{8}$$

Решения линеаризованных уравнений (8) относительно λ_j с использованием представлений теории БКШ относительно λ и Δ позволяют получить явное выражение для температуры сверхпроводящего перехода N-слойной SDS структуры с идентичными слоями

$$T_c^N=T_c^{\max}\left[1-\frac{\mathrm{const}}{N}\,\frac{\lambda^2\,(0)}{d}\right], \tag{9}$$

где $T_c^{\max}$ — максимальное значение температуры сверхпроводящего перехода, близкое к $T_c^{(10)}$; $\lambda\,(0)$ — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник при $T=0$ K; const — постоянная, зависящая от типа металлооксидной структуры, $[\mathrm{const}]=L^{-1}$. Так, для системы Nb—NbO_x—Nb const$\simeq 2/\lambda\,(0)$.

В заключение заметим, что как расчет T_c^N в модели единичных сверхпроводящих петель, так и получение общих решений системы уравнений для N-слойной SDS структуры не связаны с конкретным механизмом, обеспечивающим спаривание и, по-видимому, окажутся полезными при рассмотрении физических свойств N-слойных структур, состоящих из новых высокотемпературных сверхпроводников.

Литература

[1] Дедю В. И., Лыков А. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 5. С. 184—186.
[2] Masashi Kawasahi, Shunroh Nagata, Yosuke Sato et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 5. P. L738—L740.
[3] Шкловский Б. И. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 2. С. 585—586.
[4] Simonin J. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 11. P. 7830—7832.
[5] Ebner C., Dtroud D. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 1. P. 165—171.
[6] Черенков В. А., Гришин В. Е. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 2. С. 407—411.
[7] Дедю В. И., Лыков А. Н. // КСФ. 1987. № 2. С. 11—12.
[8] Гришин В. Е., Федянин В. К. // КС ОИЯИ. 1985. № 1085. С. 36—43.
[9] Bak P. // Rep. Prog. Phys. 1982. V. 45. P. 585—628.

ВНИИМС
Москва

Поступило в Редакцию
2 марта 1988 г.
В окончательной редакции
12 сентября 1988 г.

УДК 539.292

Физика твердого тела, том 31, в. 3, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 3, 1989

ФЛУКСОНЫ И НЕРАВНОВЕСНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

Э. М. Руденко, И. П. Невирковец, С. Е. Шафранюк

В последние годы особый интерес исследователей привлекают свойства сверхпроводящих $S-I-S$ туннельных контактов, в которых функция распределения квазичастиц n_ε является неравновесной [1]. При этом