УДК 530.1+539.2

СТИМУЛИРОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В МЕТАЛЛООКСИДНЫХ СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В. А. Черенков, В. Е. Гришин

Рассмотрено явление стимулирования сверхпроводимости в N-слойных сверхпроводниках $S-N-S$ структуры. Методами туннельного гамильтониана в XY-модели рассчитаны аналитические зависимости температуры сверхпроводящего перехода структуры от числа слоев и толщины прослоек в сверхпроводнике.

В последние годы появился ряд теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию искусственно созданных сверхпроводящих слоистых структур: Nb—Cl, Nb—Cu, Nb—Ta, V—Si, Nb—NbO_x—Nb [1, 2]. В таких структурах можно выделить три направления исследования: квазидвумерную сверхпроводимость, пиннинг и изменение характеристик из-за взаимодействия с другими слоями.

Искусственные слоистые структуры являются идеальной модельной системой для изучения таких фундаментальных вопросов физики, как существования нефононного механизма спаривания и высокотемпературной сверхпроводимости.

Недавно было обнаружено, что многослойные структуры из металлооксидных слоев ниобия Nb—NbO_x—Nb с заданным режимом окисления обеспечивают дискретный рост температуры перехода в сверхпроводящее состояние в зависимости от числа слоев в структуре [3]. В работе [2] напыление слоев ниобия проводилось с помощью магнетрона в атмосфере спектрально чистого аргона. Взаимодействие между слоями контролировалось режимом окисления. Характеристикой взаимодействия является произведение удельного сопротивления оксидного слоя ρ_i на его толщину d_i. Оно определялось из измерения туннельных контактов Nb—NbO_x—Nb, изготовленных в заданном режиме окисления [2, 3]. Оже-анализ [2] обеспечил контроль режимов окисления ниобия и указал на наличие периодической структуры, что особенно важно для утверждения изменения критической температуры сверхпроводящего перехода N-слойной структуры от числа идентичных слоев $T_c=f$ (N).

1. Постановка задачи

Многослойная структура Nb—NbO_x—Nb может считаться квазидвумерной, так как поперек слоев течет ток ($\sigma_\perp \neq 0$), при этом в единичном слое структуры (каждого тонкого слоя ниобия толщиной 100—400 Å при толщине оксидного слоя 10—20 Å) существует сверхпроводимость $T_c \sim 4.9$ K [2]. При заданном режиме окисления произведение $\rho_i d_i$ изменялось от $2 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-5}$ Ом·см^2 [2]. Эти значения являются типичными для туннельных джозефсоновских контактов.

Как известно, в чисто двумерной системе флуктуации фазы разрушают дальний порядок в сверхпроводнике. Тем не менее переходы электронов между слоями полностью подавляют такие флуктуации, причем параметр порядка внутри слоя не зависит от вероятности переходов электронов между слоями [4]. Действительно, как показали Дзялошинский и Кац [5], даже очень слабое перекрытие волновых электронных функций соседних слоев полностью подавляет флуктуации фазы, разрушающие дальний порядок в двумерной системе.

Таким образом, в нашем случае (квазидвумерная сверхпроводимость) ток между слоями не разрушает сверхпроводимости внутри слоев. Плотность тока $j_{n,\,n+1}$ между слоями n и $n+1$ может быть вычислена по теории возмущений в предположении, что параметры порядка слоев Δ_n и Δ_{n+1} постоянны внутри слоя n. Как и для случая обычных джозефсоновских контактов, ток

$$j_{n,\,n+1} = j_c(\Delta)\sin(\varphi_n - \varphi_{n+1}), \tag{1}$$

φ_n — фаза параметра порядка в слое n.

Недавно Шапиро и Ефимовой [6] для случая металлических сверхрешеток в модели неоднородного электрон-электронного взаимодействия найдены зависимости температуры перехода в сверхпроводящее состояние для квазидвумерной структуры в зависимости от числа слоев N и их толщины d.

2. Температура сверхпроводящего перехода N-слойной структуры со слабым джозефсоновским взаимодействием между слоями

1) Метод туннельного гамильтониана. Система лианеризованных уравнений sin-Gordon. Рассмотрим систему N-туннельных переходов в N-слойной структуре — сэндвич. Считая, что система находится в дискретных состояниях $|\alpha\rangle$, запишем уравнения Шредингера, учитывая взаимодествия между ближайшими слоями трехдиагональным матричным гамильтонианом

$$\mathscr{H}_{\alpha\beta} = \begin{cases} U_{ij}, & i \equiv j, \\ K_{ij}, & i,\ j = (i,\ j) \pm 1. \end{cases} \tag{2}$$

Система уравнений для скачков фаз параметра порядка отдельных туннельных переходов в XY-модели имеет вид

$$\Box\,\varphi_{i-1,\,i} = -\lambda_{i-1}^2 \sin\varphi_{i-1,\,i}, \quad i = 2 \ldots N, \tag{3}$$

где λ_i — глубина проникновения магнитного поля в слой i; $\lambda_i = \hbar/e\mu_0 dj_j$; $j_j = j_j^{\perp}$ — ток Джозефсона, перпендикулярный плоскости i-го слоя; d — толщина сверхпроводящего слоя. Система уравнений (3) получена в представлении амплитуд вероятности при использовании локальных уравнений Максвелла для одиночных слоев. Полное изменение фазы от i-го слоя к j-му дается уравнениями

$$\Box\,\varphi_{ij} = -J_\Sigma, \quad J_\Sigma = \sum_{i=2}^{N} \lambda_j^2 \sin\varphi_{i-1,\,i}. \tag{4), (5}$$

Система уравнений (3) в координатном представлении [7] для φ приводится к системе конечных уравнений аналогично [8] с граничными условиями

$$\partial^2\varphi_{N,\,N-1}/\partial r^2 = \left(-1/\lambda_{N-1}^2\right)\sin\varphi_{N,\,N-1}, \quad \partial\varphi_{N,\,N-1}/\partial r = \tilde{c}\varphi_{N,\,N-1}. \tag{6}$$

Линеаризованные решения уравнения (6) [9] имеют вид

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

где $Y = N(d+d_N)/2$, d — толщина сверхпроводника в N-слое, d_N — толщина оксидного слоя, β_i — направляющие косинусы j_j. Окончательно выражение для температуры сверхпроводящего перехода N-слойной SDS структуры с идентичными слоями имеет вид

$$T_c^N = T_c^{\max}\left[1 - \frac{\text{const}}{N}\frac{\lambda^2(0)}{d}\right] = T_c^{\max}[1 + 0(1/N)], \tag{8}$$

где $T_c^{\max}$ — максимальное значение температуры сверхпроводящего перехода; λ (0) — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник при $T=0$ K; const — постоянная, зависящая от типа металлооксидной структуры, $\text{const}=f(\bar{c})$, $[\text{const}]=L^{-1}$. Для системы $Nb—NbO_x—Nb$ $\text{const}=2/\lambda(0)$.

2. Анизотропная двумерная модель Изинга XY-решетки Джозефсона со слабым взаимодействием. По аналогии с анизотропной двумерной моделью Изинга для обменных взаимодействий ($J_1 \times J_2$) [10] введем анизотропию XY-модели Изинга для взаимодействий Джозефсона. Тогда, согласно [10], свободная энергия будет иметь вид

$$F = \sum_{\langle ij\rangle} J_{ij}M_iM_j - T\sum_i \int_0^M \text{th}^{-1}\sigma d\sigma, \tag{9}$$

где $M=\langle S_i\rangle$ — магнитный момент

$$M(r) = A\exp[i\varphi_N(z)]\exp(2\pi iz/4) + \text{к. с.}, \quad d\varphi/dn = \varphi_n - \varphi_{n-1}. \tag{10}$$

Разложение F до 4-го порядка по M включительно приводит к следующему выражению:

$$F = D\int\left[\frac{1}{2}\left(\frac{d\varphi}{dn} - S\right)^2 + L(1-\cos p\varphi)\right]dn,$$

$$D = D(J_2,\ A) = e^{-1}\hbar j_j, \quad S = S(J_1,\ J_2), \quad L = L(T,\ A,\ J_2) = \lambda_j^{-2},$$

$$\varphi_n = \text{mod}(2\pi), \quad \varphi_n = \varphi_n + 2\pi n, \quad \varphi_n = \varphi_{n+k} + 2\pi e, \tag{11}$$

где последние три выражения для φ_n отражают «проскальзывание» фазы в сверхпроводнике.

Вариация свободной энергди приводит к системе уравнений, аналогичной (6), которые при $p\varphi \ll 1$ приводят в свою очередь к следующему выражению для $T_c^{(N)}$:

$$T_c^{(N)} = T_c^{\max}[1 - (\bar{c}\lambda_0/pN)^2 + 0(1/N^4)], \tag{12}$$

т. е. к квадратичной зависимости $\Delta T_c^{(N)} \sim 1/N^2$.

3) Многослойная структура с внешним пиннинг-потенциалом. При введении внешнего пиннинг-потенциала $U(\varphi_N)$ свободная энергия N-слойной системы записывается как

$$F = \frac{1}{2}\mu\sum_{-N/2}^{N/2}(\varphi_{N+1} - \varphi_N - \delta)^2 - \lambda_j^{-2}\sum_N(1 - \cos p\varphi_N), \tag{13}$$

где $\lim_{N\to\infty}(\mu/2N) = 2J_j/2$. Выражения (13) приводят к формуле (12).

4) XY-модель N-слойной структуры с фрустацией. Рассмотрим «дефектность» XY-решетки со слабым взаимодействием Джозефсона как нарушение репличной симметрии по фазе. Тогда система уравнений (6) будет иметь вид

$$\Box\varphi_{N,N-1}^{(k)} = -\lambda_{jN}^2\sin\varphi_{N,N-1}^{(k)},$$

$$\varphi_{r,r-1} = \frac{2\pi}{\Phi_0}\int_r^{r_1}\nabla\varphi_{r,r-1}\overline{de}, \qquad \sum_{r,\,r-1}\varphi_{r,r-1} = 2\pi f_k + \pi\Delta_k, \tag{14}$$

где $r=(x,\ o,\ z)$ — вектор в плоскости (xoz); $\varphi_{N,N-1}=\varphi_N-\varphi_{N-1}$; f — однородная фрустрация на бесконечной решетке $L\to\infty$; $f=m/n$; $f_k=m_k/n_k$;

Δ_k — параметр, определяющий «дефектность» структуры, или параметр фрустрации на конечной решетке $\Delta_k \equiv L\delta_k \equiv L\,(f-f_k)$ [11].

Используя явный вид решений для динамического уравнения sin-Gordon в виде решетки флюксонных волн, получим для температуры сверхпроводящего перехода N-слойной структуры следующее выражение:

$$T_c^{(N)} = T_c\left[1 - \left(\left(\frac{\hbar C^2}{4\pi e\lambda_{L_1}}\right)\frac{\ln\left(|1-\cos Y|/\sin Y\right)}{k_3\,(d+d_N)\,N + k_1 L_1}\right)^{1/2}\right], \tag{15}$$

$$Y = {}^1/_2\Phi_0 f_k - \pi\,(N + \Delta_k), \tag{16}$$

где L_1 — длина джозефсоновского перехода, d — толщина сверхпроводника, d_N — диэлектрика или изолятора (D, J), $k_\mu = (k_0, k_1, k_2, k_3)/\sqrt{-\alpha^2}$ — постоянный четырехвектор при $\theta = k_\mu x_\mu$ [12].

Анализ [13], проведенный на ЭВМ, показал, что в зависимости от выбора фрустрации (f_k, Δ_k) возможны различные типы «ветвления» $T_c\,(N, f_k, \Delta_k)$, при этом на некоторых ветвях может достигаться насыщение $T_c\,(N)$ при $N \sim 3 \div 4$, а не при числе слоев 8—10, как для идеальной структуры. Реализуется также гистерезис $T_c\,(N)$.

В новых высокотемпературных сверхпроводниках насыщение $T_c\,(N)$ наблюдается при $N \sim 3 \div 4$. Имеет место также гистерезис [13]. Более детальный анализ проблемы требует введения в рассмотрение флуктуаций.

Авторы благодарны Е. А. Шаповалу за интерес к работе.

Список литературы

[1] Шапиро Б. Я. // Металлофизика. 1987. Т. 9. № 4. С. 3—16.
[2] Дедю В. И., Лыков А. Н. // КСФ. 1987. № 2. С. 11—12.
[3] Дедю В. И., Лыков А. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 5. С. 184—185.
[4] Булаевский Л. Н. /| УФН. 1975. Т. 116. № 3. С. 449—483.
[5] Дзялошинский И. Е., Кац Е. И. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. № 6 (12). С. 2373—2375.
[6] Shapiro B. Y., Efimova L. V. // Phys. St. Sol. (b). 1987. V. 144. P. 437—448.
[7] Фейнман Ф. Теория фундаментальных процессов. М., 1978. 199 с.
[8] Simonin J. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 11. P. 7830—7832.
[9] Черенков В. А. // ФТТ. 1989. Т. 317. № 3. С. 280—282.
[10] Bak P. // Rep. Prog. Phys. 1982. V. 45. P. 587—627.
[11] Choi M. Y., Stroud D. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 13. P. 7109—7112.
[12] Parmentier R. D. New concepts and technologies in parallel information processing. Noordhoff, Leyden, 1975. P. 21.
[13] Fleury P. A. // IEEE Comm. Mag. 1988. V. 26, N 9. P. 6—12.

Госстандарт
ВНИИ Метрологической службы
Москва

Поступило в Редакцию
30 июля 1990 г.