

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

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

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

$$\frac{\beta_j}{\lambda_j} \operatorname{tg}\left(\frac{\beta_j Y}{\lambda_j}\right) = 2\alpha. \quad (8)$$

Решения линеаризованных уравнений (8) относительно  $\lambda_j$  с использованием представлений теории БКШ относительно  $\lambda$  и  $\Delta$  позволяют получить явное выражение для температуры сверхпроводящего перехода  $N$ -слойной SDS структуры с идентичными слоями

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

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

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.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Дедю В. И., Лыков А. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 5. С. 184—186.
- [2] Masashi Kawasaki, 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  $n_e$  является неравновесной [1]. При этом

обычно рассматривается ситуация, когда неравновесное состояние возникает в результате интенсивной туннельной инжекции квазичастиц под воздействием постоянного напряжения смещения  $V_{dc}$ , а роль джозефсоновских эффектов в формировании  $n_e$  считается несущественной. Однако обнаруженная в экспериментальной работе [2] высокая чувствительность неравновесного состояния к слабым магнитным полям свидетельствует о важности именно джозефсоновских свойств контакта. Так, было показано [2], что при реализации режима ДДВ (т. е. режима движения джозефсоновских вихрей-флюксонов) место возникновения области с уменьшенной величиной энергетической щели зависит от направления движения флюксонов. Тем не менее механизмы формирования такого неравновесного состояния и его свойства в режиме ДДВ не исследовались. В настоящей работе экспериментально и теоретически на примере явления типа пороговой неустойчивости [3] показано, что в режиме ДДВ неравновесное сверхпроводящее состояние возникает под воздействием движущихся

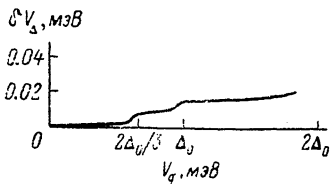


Рис. 1. Зависимость изменения величины энергетической щели в пленке олова от напряжения смещения на генераторе.

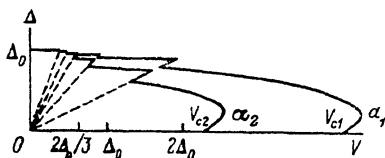


Рис. 2. Зависимость  $\Delta(V)$  при туннельной инжекции в джозефсоновском контакте.

щихся флюксонов, а его свойства во многом определяются параметрами вихрей. Экспериментальное исследование пороговой неустойчивости, вызванной движением флюксонов, проводилось на многослойных туннельных структурах типа  $S_1-I-S_2-I-S_3(S_4)$  ( $I$  — слой изолятора,  $S$  — сверхпроводящие пленки), образующими генератор (контакт  $S_1-I-S_2$ ) и два детектора  $d_1$  и  $d_2$  (соответственно контакты  $S_2-I-S_3$  и  $S_2-I-S_4$ ), размеры которых были сравнимы с глубиной проникновения магнитного поля в низкоомный генератор  $\lambda_J \approx 50$  мкм. Одновременно с записью ВАХ генератора на самописец на другом самописце фиксировалось напряжение смещения на детекторе в области максимальной крутизны его ВАХ  $V_\Delta$  в зависимости от напряжения смещения на генераторе  $V_g$ . Плотность вихрей и их скорость измерялись слабым магнитным полем, приложенным в плоскости контакта и перпендикулярным его длинной стороне  $L$ . Как следует из зависимости  $\delta V_\Delta(V_g)$  ( $\delta V_\Delta = V_{\Delta_0} - V_\Delta$ ,  $V_{\Delta_0}$  — напряжение смещения на детекторе при отсутствии инжекции на генераторе), представленной на рис. 1, пороговый эффект подавления щели наступает при напряжениях смещения на генераторе  $V_g = 2\Delta_0/3e$  и  $V_g = \Delta_0/e$ . Соответствующий анализ зависимости от магнитного поля показывает, что данный «скачкообразный» эффект нельзя объяснить квазиравновесным тепловым разогревом. Установлено, что обнаруженная неустойчивость возникает в месте отражения вихрей от края контакта [4]. Наша теоретическая модель данного явления учитывает, что в режиме ДДВ напряжение на контакте (даже при туннельной инжекции на постоянном токе) не является постоянным и может быть представлено как  $V(x, t) = V_{dc}(x) + V_{ac}(x) \cdot \cos 2V_{dc}(x)t$  (где  $x$  — координата,  $t$  — время,  $V_{dc}$  — напряжение смещения,  $V_{ac}$  — амплитуда переменного напряжения, вызванного движением флюксона).<sup>1</sup> В области размером  $\sim \lambda_J V_{dc}$  и  $V_{ac}$  слабо зависят от  $x$ . Можно показать, что туннельный источник в кинетическом уравнении для малой области на краю контакта в линейном по прозрачности приближении имеет вид

<sup>1</sup> Здесь и далее принято  $e = \hbar = 1$ .

$$Q_{\pi} = 8\tau_{\pi}^{-1} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2 \left( \frac{V_{ac}}{2V_{dc}} \right) \sum_{k=-1}^1 \rho_0^{(1)} (\varepsilon + kV_{dc} + 2nV_{dc}) + \sum_{n=1}^{\infty} J_n^2 \left( \frac{V_{ac}}{2V_{dc}} \right) \rho_1^{(2)} (2nV_{dc} - \varepsilon) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2 \left( \frac{V_{ac}}{2V_{dc}} \right) \rho_1^{(1)} (\varepsilon - 2nV_{dc}) + \sum_{n=1}^{\infty} J_n^2 \left( \frac{V_{ac}}{2V_{dc}} \right) \sum_{k=-1}^1 \rho_0^{(2)} (2nV_{dc} + kV_{dc} - \varepsilon) \right\}, \quad (1)$$

где туннельный контакт предполагается симметричным,  $\tau_{\pi}$  — время туннелирования,  $J_n(x)$  — функция Бесселя порядка  $n$ ,

$$\rho_0^{(1)}(z) = \frac{z - (\Delta^2/\varepsilon)^r}{\sqrt{z^2 - \Delta^2}} [n(z) - n(\varepsilon)] \theta(z - \Delta),$$

$$\rho_0^{(2)}(z) = \frac{z + (\Delta^2/\varepsilon)^r}{\sqrt{z^2 - \Delta^2}} [1 - n(\varepsilon) - n(z)] \theta(z - \Delta), \quad (2)$$

$r$  — показатель степени в «факторах когерентности». Данное уравнение при  $V_{ac}=0$  переходит в хорошо известное [5], а при  $V_{ac} \neq 0$  и  $V_{dc} \neq 0$  по аналогии с известным эффектом Дайема—Мартина описывает процессы туннелирования  $s$ - и  $r$ -типа с участием фотонов (слагаемые с индексом  $k$ ) и процессы туннелирования с разрывом куперовских пар. Заметим, что в (1) выписаны лишь стационарные слагаемые, существенные с точки зрения рассматриваемых ниже квазистационарных неравновесных состояний  $S-I-S$  контакта. Индекс  $n$  в (1) обозначает количество фотонов частоты  $\omega=2V_{dc}$ , участвующих в таком процессе туннелирования. Приближенное решение данного уравнения для так называемого режима «узкого источника» получено способом, аналогичным [3, 6]. Можно убедиться, что в общем случае имеется набор условий реализации неустойчивостей типа пороговой при напряжениях  $V_{dc}^{(k)}=2\Delta/k$ . Соответствующая зависимость энергетической щели  $\Delta$  от напряжения смещения  $V_{dc}$  представлена на рис. 2. Видно, что в результате возникновения  $k$ -й неустойчивости ( $k$ -й «зубец» на  $\Delta(V_{dc})$ ) происходит скачкообразное подавление энергетической щели, относительная величина которого равна  $\delta\Delta^{(k)}/\Delta_0^{(k)} \simeq \simeq \pi T_c \gamma_V^{(k)} / (2\Delta_0^{(k)} b \Gamma(T))$ , где  $T_c$  — критическая температура сверхпроводящих берегов контакта;  $\Delta_0^{(k)}$  — значение энергетической щели до возникновения  $k$ -й неустойчивости;  $b=7\zeta(3)/8\pi^2$ ;  $\zeta(3)$  — дзета-функция Римана;  $\Gamma(T)$  — частота электрон-фононных неупругих столкновений;  $\gamma_V^{(k)} = J_{k/2}^2(V_{ac}/2V_{dc})$  при  $k$  четном;  $\gamma_V^{(k)} = J_{(k-1)/2}^2(V_{ac}/2V_{dc}) + J_{(k+1)/2}^2(V_{ac}/2V_{dc})$  при  $k$  нечетном. В условиях нашего эксперимента  $V_{ac}/2V_{dc} \simeq 0.1 \div 1$ , поэтому основной вклад в туннельный источник вносят «однофотонные процессы», т. е. слагаемые с  $n=0, \pm 1$ . Видно, что это отвечает возникновению неустойчивостей типа «пороговой» [5] при напряжениях  $V_{dc}^{(3)} = 2\Delta_0/3$  и  $V_{dc}^{(2)} = \Delta_0$ , что согласуется с наблюдаемой в эксперименте картиной (рис. 1). Численные оценки величины скачков, проведенные для контакта на основе олова, дают величину  $\delta\Delta_{Sn}^{(2,3)}/\Delta_{Sn}^{(2,3)} \simeq 10^{-2}$ , что также подтверждается измерениями. Рассматриваемая нами модель позволяет также объяснить пониженное (по сравнению с  $2\Delta_0$ ) напряжение возникновения неустойчивости  $V_H$ , что не может быть понято в рамках обычной теории пороговой неустойчивости [5], не учитывающей движение флюксонов.

Авторы благодарны В. Г. Барыхтару и В. Ф. Елесину за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Dynes R. C., Narayanamurti V., Garno J. P. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. N 4. P. 229—232.  
 [2] Невирковец И. П., Руденко Э. М. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 5. С. 1699—1705.  
 [3] Елесин В. Ф. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 6. С. 2218—2229.

- [4] Руденко Э. М., Невирковец И. П. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1421—1423.  
 [5] Елесин В. Ф., Копаев Ю. Ф. // УФН. 1981. Т. 133. № 3, С. 254—310.  
 [6] Аронов А. Г., Спивак Б. З. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 2. С. 541—553.

Институт металлофизики  
 АН УССР  
 Киев

Поступило в Редакцию  
 13 сентября 1988 г.

УДК 538.248 : 537.312.62

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

## ДИНАМИЧЕСКАЯ МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ( $R=\text{Y, Gd, Eu}$ ) В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОСТОЯНИИ

Е. И. Головенчу, В. А. Санина, Л. М. Сапожникова,  
 П. П. Сырников

Изучена динамическая магнитная восприимчивость монокристаллов  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $R=\text{Y, Gd, Eu}$ ) в диапазоне частот 0.1—20 кГц, в интервале температур 4.2—100 К. Исследован ряд кристаллов с разными  $R$ -ионами, оказавшихся в результате синтеза и отжига в различном состоянии. Сравнивались температура  $T_c$  и ширина  $\Delta T$  перехода в сверхпроводящее состояние. Отметим, что исследование не обнаружило явной зависимости этих параметров от сорта редкоземельного иона.

Нами использовался индукционный метод измерения восприимчивости. Две встречно-включенные, скомпенсированные измерительные катушки, в одной из которых располагался образец и эталон, помещались в соленоид, создающий переменное магнитное поле амплитудой  $h \sim 0.1 \div 10$  Э. Измерялись температурные изменения эдс индукции, пропорциональные восприимчивости образца. Сигнал раскомпенсации, возникающий за счет восприимчивости образца, сравнивался с сигналом от эталона. В качестве эталона использовалась пластинка ниобия толщиной 20 мкм и площадью, близкой к площади образца. Отсчет величины эффекта Мейсснера (доля мейсснеровского состояния (МС), в %) производился исходя из соотношения амплитуд сигналов эталона и образца. Доля МС для эталона принималась 100 %.

Монокристаллы выращивались по технологии, подобной [1]. Отжиг при 550 °С, выдержка в течение 70 ч с последующим медленным остыванием в потоке кислорода. Экспериментальные результаты качественно отличались для двух типов состояний кристаллов, возникающих при воздействии на них одних и тех же условий отжига. Хорошо отожженными (ХО) будем называть такие кристаллы, которые обладают резким по температуре ( $\Delta T \sim 1 \div 2$  К) переходом в сверхпроводящее состояние, причем значение  $T_c$  может быть как 90 К, так и 60 К. Плохо отожженными (ПО) будем называть кристаллы, обладающие размытыми по температуре переходами с  $T_c < 60$  К и характеризующиеся меньшей величиной эффекта Мейсснера. Заметим, что хорошо отжигались лишь достаточно тонкие ( $< 100$  мкм) кристаллы. Удлинение времени отжига на более толстых кристаллах эффекта не давало. В настоящее время установлено, что факторами, определяющими  $T_c$  и  $\Delta T$ , являются содержание кислорода  $\delta$  в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и степень упорядочения кислорода в цепочках и плоскостях  $\text{Cu}-\text{O}$  [2-4].

Возникает вопрос об определении  $T_c$  по данным динамической магнитной восприимчивости  $\chi(T)$ . Нами были проведены измерения  $\chi(T)$  и температурной зависимости электропроводности  $\rho$  на одном и том же ХО кри-