

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТИПА ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО КОНТАКТА ПО ЕГО ШУМОВЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

В. М. Закосаренко, Е. В. Ильичёв

Показано, что источником фликкер-шума в керамических ВЧ-сквидах из ВТСП является слабая связь. Из уравнения экспериментальных результатов с оценками шумов по модели ДУС следует, что модель непротиворечиво описывает низкочастотный шум джозефсоновского контакта в керамике, причем наиболее правдоподобным является контакт типа $S-N-S$.

Проблема низкочастотного электрического шума в различных материалах давно привлекает внимание исследователей. В частности, для высокотемпературных сверхпроводников она особенно актуальна из-за возможного использования скивдов из ВТСП для высокочувствительных измерений.

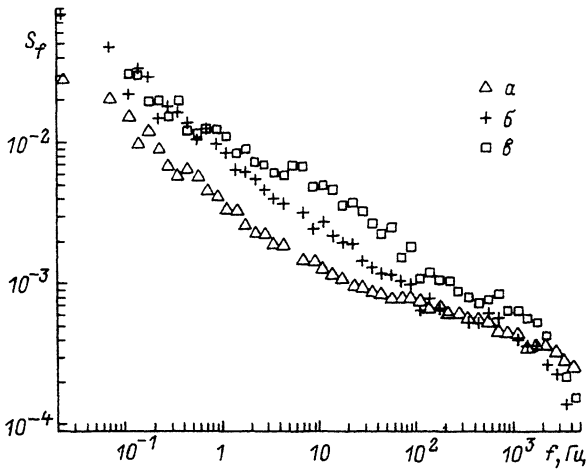
На данном этапе исследователи связывают наличие шума $1/f$ с термоактивированным движением магнитного потока в поликристаллической керамике. Прыжки одиночного вихря между центрами пиннинга дают вклад в спектральную плотность шума на своей характерной частоте с лоренцевским спектром. Распределение множества таких процессов приводит к наблюдаемому $1/f$ спектру [1, 2].

С другой стороны, недавно была построена теория низкочастотных электрических шумов (теория двухуровневых систем — ДУС) в неупорядоченных проводниках и туннельных структурах [3] на основе модели мягких ангармонических потенциалов [4]. Авторы [5] рассмотрели эту теорию применительно к металлооксидным сверхпроводникам и, в частности, к сквидам на их основе.

Представленная работа посвящена выяснению причин наличия низкочастотного шума в ВТСП-сквидах и является первой попыткой количественных оценок экспериментальных результатов на основе теории ДУС.

Исследуемые датчики ВЧ-сквида были изготовлены из керамики $YBa_2Cu_3O_x$ и представляли собой кольцо, замкнутое мостиком. Внутренний диаметр кольца 1 мм, толщина стенки ~1 мм, высота ~4 мм, размер мостика порядка 30 мкм. Образцы были изготовлены способом, аналогичным изложенному в [6]. В отверстие датчика вставлялась катушка резонансного контура, подключенного к стенду [7] для записи характеристик ВЧ-сквида. Все измерения проводились в жидком азоте при температуре $T=77$ К. Датчик сквида помещался в центре сверхпроводящего экрана, представляющего собой цилиндр из иттриевой керамики высотой 90 мм с внутренним диаметром 12 мм, толщиной стенок ~3 мм. Кроме того, весь криостат помещался в пермаллоевый экран.

Для измерения спектральной плотности шума напряжение с резонансного контура U после усиления и детектирования подавалось на спектрометр на основе персональной ЭВМ типа IBM PC/AT. Массив значений U , эквидистантно распределенных во времени и усредненных за интервал между измерениями, записыв-



Спектр шума магнитного потока в ВЧ-скивдах, нормированный на Φ_0 с использованием экспериментально определенного коэффициента преобразования $\eta = 15$ (а), 6 (б), 3 мкВ/ Φ_0 (в).

вався в память ЭВМ. Из полученной зависимости $U(t)$ вычиталась линейная составляющая и проводилось преобразование Фурье. Спектральная плотность шума приводилась к магнитному потоку в скивде с помощью экспериментально определенного коэффициента преобразования.

Исследуемый скивд работал в безгистерезисном режиме, подробно описанном в [8], т. е. его безразмерная индуктивность $\beta_e = 2\pi L_S I_C \Phi_0 < 1$. Здесь L_S — индуктивность кольца, I_C — критический ток слабой связи, $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-15}$ Вб — квант магнитного потока.

На рисунке представлен спектр шума S_f для двух образцов с одинаковыми геометрическими размерами, изготовленных из одной и той же керамики, но отличающихся коэффициентом преобразования. Кривая в записана на том же образце, что и кривая б после уменьшения I_C . Если предположить, что из-за термоактивированного движения магнитного потока в теле датчика возникает шумовой поток через контур скивда, т. е. скивд регистрирует шум от внешнего источника, то для данных образцов S_f не должна различаться. Заметное отличие между кривыми дает веские основания полагать, что в наших экспериментах источником шума является слабая связь.

Таким образом, дальнейший анализ будет проведен в рамках модели ДУС, где предполагается, что шум обусловлен флуктуациями джозефсоновского тока. В [5] для флуктуаций магнитного потока φ_w в безгистерезисном ВЧ-скивде получено выражение

$$\langle |\varphi_w|^2 \rangle = [\sin^2 \varphi / (\cos \varphi + 1/\beta_e)] S, \quad (1)$$

где φ является решением уравнения $\varphi + \beta_e \sin \varphi = \varphi_e$, а φ и φ_w — поток, нормированный на $\Phi_0 / 2\pi$. В формуле (1)

$$S = \alpha / N_e f, \quad (2)$$

где N_e — число электронов в образце, α — параметр Хоуге [9]. Оценка α для туннельного контакта имеет вид

$$\alpha / N_e = d \langle (\sigma_1 - \sigma_2)^2 \rangle PT / A, \quad (3)$$

Здесь $\sigma_{1,2}$ — сечения рассеяния электрона, P — плотность состояний двухуровневой системы, T — температура, A — площадь туннельного контакта, d — толщина перехода.

Для контакта, который является сужением между двумя сверхпроводниками, параметр Хоуге определяется из

$$\alpha/N_e = l^2 \langle (\sigma_1 - \sigma_2)^2 \rangle PT/r^3, \quad (4)$$

где l — длина свободного пробега по отношению к рассеянию на остальных (нефлуктуирующих) примесях, r — характерный размер контакта.

Числовые значения сечений рассеяния и плотности состояний не определяются из наших экспериментов. Однако в работе [5] приведены оценки для этих величин $\sigma_1 - \sigma_2 \approx 5 \cdot 10^{-15}$ см², $P \approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг⁻¹·см⁻³. Это позволяет в предположении, что теория низкочастотных электрических шумов верна, сделать выводы о типе джозефсоновского контакта в скивде и оценить его размеры.

Итак, зададимся значением шумового потока на частоте 1 Гц $3 \cdot 10^{-3} \Phi_0$ (см. рисунок, кривая a). Выбор кривой a обусловлен тем, что для этого образца $\beta_e \approx 1$. Зная $L_S \approx 3 \cdot 10^{-10}$ Гн, определяем $I_c \approx 1$ мкА. Далее, используя (1), (2) и (3), определим A . Здесь ширина контакта $d \approx \xi$, где $\xi \approx 10$ Å — длина когерентности [10]; значения плотности состояний и сечений рассеяния приведены выше, $T = 77$ К. Выбирая коэффициент в (1) при S порядка 1, получаем $A \approx 2.5 \cdot 10^{-13}$ см². Отсюда критическая плотность туннельного тока оказывается $j \approx 4 \cdot 10^6$ А/см². По порядку величины это значение очень велико, и представляется весьма сомнительным возможность существования такого контакта. В частности, для низкотемпературных сверхпроводящих туннельных структур, технология изготовления которых достаточно отработана, значение $j \approx 10^6$ А/см² наблюдалось, по-видимому, только в одной работе [11] и является рекордным.

Если слабая связь в интерферометре образована закороткой между зернами в керамике, то, используя (4), (2) и (1), можно определить r . Все числовые значения физических величин здесь такие же, как и в предыдущем случае. Длина свободного пробега $l \approx 10$ Å взята из работы [10]. В результате аналогичных вычислений получаем характерный размер точечного контакта $r \approx 3 \cdot 10^{-7}$ см и его критическую плотность тока $j \approx 10^7$ А/см². В принципе такие большие значения j наблюдались в иттриевой системе на тонких пленках ($j \approx 5 \cdot 10^6$ А/см² [12]). Однако мы считаем крайне маловероятным, что в керамическом мостике с характерным размером 30 мкм слабым местом является единственная закоротка с таким малым размером (30 Å) и с такой большой плотностью тока.

Проанализируем случай слабой связи сверхпроводник — нормальный металл — сверхпроводник ($S-N-S$). Хотя точных расчетов для такого контакта в [5] не приводится, для оценок можно воспользоваться выражением (3). Здесь роль ξ играет длина когерентности в нормальном металле ξ_N , которая в «грязном» N -металле, $l \ll \xi_N$ по оценкам [13], составляет $\approx 2 \cdot 10^{-6}$ см. Результаты вычислений дают $A \approx 5 \cdot 10^{-12}$ см². Отсюда критическая плотность тока получается более разумной ($j \approx 2 \cdot 10^5$ А/см²), чем в предыдущих случаях.

Итак, теория ДУС непротиворечиво описывает низкочастотные шумы в ВТСП-керамике, причем наиболее правдоподобной выглядит модель гранулярной структуры с $S-N-S$ контактами между гранулами. Отметим, что большинство авторов склоняется именно к такой модели строения материала [14, 15].

В заключение мы благодарим В. И. Козуба, Ю. М. Гальперина, И. Б. Левинсона за полезные дискуссии.

- [1] Koch R. H., Malozemoff A. P. // *Adv. in Supercond. Proc. 1st Int. Sympos. on Supercond. (ISS'88)*. August 1988, Nagoya, Japan. P. 675.
- [2] Ferrari M. J., Johnson M., Wellstood F. S., Clarke J., Rosenthal P. A., Hammond R. H., Beasley M. R. // *IEEE Trans. Mag.* 1989. V. 25. P. 806.
- [3] Гальперин Ю. М., Карпов В. Г., Козуб В. И. // *ЖЭТФ*. 1989. Т. 95. С. 1123.
- [4] Карпов В. Г., Клиггер М. И., Игнатъев Ф. И. // *ФЭТФ*. 1983. Т. 84. С. 760.
- [5] Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л., Козуб В. И. // *ФТТ*. 1989. Т. 31. С. 155.
- [6] Закосаренко В. М., Ильичёв Е. В., Никифорова Т. В., Тулин В. А. // *Письма в ЖТФ*. 1987. Т. 13. С. 1389.
- [7] Антонова И. Ю., Закосаренко В. И., Ильичёв Е. В., Розенфланц В. Ж., Тулин В. А. // *ЖТФ*. 1990. Т. 60. С. 135.
- [8] Закосаренко В. М., Ильичёв Е. В., Тулин В. А. // *Письма в ЖЭТФ*. 1990. Т. 51. С. 275.
- [9] Hooge F. N., Norrenbrouwers A. M. H. // *Phys. Lett.* 1969. V. 29. P. 642.
- [10] Горьков Л. П., Копнин Н. Б. // *УФН*. 1988. Т. 156. С. 117.
- [11] Kleinsasser A. W., Buhrtan // *Appl. Phys. Lett.* 1980. V. 37. P. 841.
- [12] Курокава Т., Ампо Х., Таяма С. // *СФХТ*. 1990. Т. 3. С. 773.
- [13] Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука, 1982. С. 240.
- [14] Мейлихов Е. З. // *СФХТ*. 1989. Т. 2. С. 5.
- [15] Kroeger D. M., Choudhary A., Brunestad J., Williams R. K., Padgett R. A., Coghlan W. A // *J. Appl. Phys.* 1988. V. 64. P. 331.

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых материалов РАН
Черноголовка
Московская обл.

Поступило в Редакцию
15 января 1992 г.