

05.4

Квантовые интерференционные фильтры на оксидных сверхпроводниковых переходах для высокочастотных применений

© А.В. Шадрин, К.И. Константианян, Г.А. Овсянников

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

E-mail: anton-sh@hitech.cplire.ru

gena@hitech.cplire.ru

Поступило в Редакцию 7 сентября 2006 г.

Экспериментально исследованы сверхпроводящие квантовые интерференционные фильтры (СКИФ), изготовленные на бикристаллических подложках из неодим-галлата, которые пригодны для использования в микроволновом диапазоне электромагнитных волн. Впервые проведено экспериментальное сравнение характеристик последовательного СКИФа с одиночным СКВИДом и с последовательной цепочкой СКВИДов с одинаковыми по площади сверхпроводящими петлями. Изучен режим работы СКИФа, когда вольт-поточковая характеристика определяется зависимостью критического тока джозефсоновского перехода от магнитного поля. Показано, что выходной шум СКИФа, измеренный с помощью охлаждаемого усилителя диапазона 1–2 GHz, определяется крутизной вольт-поточковой характеристики структуры. Обсуждается влияние разброса параметров отдельных джозефсоновских переходов в СКИФе на интегральную вольт-поточковую характеристику структуры.

PACS: 74.50.+g

В микроволновом диапазоне усилители на основе сверхпроводящих квантовых интерферометров (СКВИДов) обладают шумовой температурой, близкой к квантовому пределу hf/k , где $f = 0.3 \div 7$ GHz — частота сигнала, h и k — постоянные Планка и Больцмана соответственно (см., например, работы [1,2]). Такие высокие значения чувствительности усилителей в сочетании со сверхпроводящей полосковой антенной важны для создания нового класса приемных устройств для телекоммуникационных систем. В последнее время также обсуждается возможность применения сверхчувствительных СКВИД-устройств в

качестве считывающего элемента в квантовых детекторах [3] и для обнаружения нового типа частиц — аксионов [4]. В то же время известно, что особенностью СКВИД-усилителей является низкая мощность насыщения и, как следствие, малый динамический диапазон D , что обусловлено технической сложностью создания обратной связи в микроволновом диапазоне, использование которой в низкочастотных СКВИДах позволяет получить D до 100 dB. Мощность насыщения в джозефсоновских устройствах без обратной связи пропорциональна величине характерного напряжения $V_0 = I_C R_N$, где I_C — критический ток, R_N — сопротивление в нормальном состоянии. Для джозефсоновских переходов (ДП) из низкотемпературных сверхпроводников величина V_0 порядка 200–300 μV , а для ДП из оксидных сверхпроводников (ОСП) V_0 достигает 1 mV при азотной температуре и нескольких mV при более низких температурах. Естественным решением проблемы увеличения D является использование синхронно работающих цепочек ДП [5,6], в частности изготовленных на основе ОСП. Однако разброс параметров, особенно сильно проявляющийся в ОСП переходах, сильно затрудняет реализацию многоэлементных синхронных структур [7]. Последовательная цепочка из нескольких (N) не взаимодействующих СКВИДов также дает увеличение напряжения V , пропорциональное N , но обладает изрезанной вольт-полевой характеристикой $V(B)$ из-за разброса параметров. Недавно в работах [8–10] были предложены многоэлементные структуры из СКВИДов с некратными по площади петлями — сверхпроводящие квантовые интерференционные фильтры (СКИФы). При достаточно большом N в СКИФе на зависимости критического тока от магнитного поля $I_C(B)$ возникает большой центральный пик при малых значениях B , а боковые пики подавлены из-за интерференции $I_{ci}(B)$ СКВИДов с разными площадями петель. В результате возрастает амплитуда вольт-полевой зависимости СКИФа и увеличивается диапазон линейности крутизны характеристики. Однако особенности применения СКИФа для усиления микроволновых сигналов пока не были исследованы. Отметим, что результаты измерений на постоянном токе подтвердили преимущество использования СКИФов в качестве нуль-детекторов магнитного поля [10].

В данной работе представлены первые результаты микроволновых измерений, в том числе и величины шумового отклика СКИФов из ОСП ДП, изготовленных на бикристаллических подложках из галлата неодима (NdGaO_3). Отметим, что в отличие от использованных в работах [8–10] подложек из титаната стронция (SrTiO_3) подложки NdGaO_3

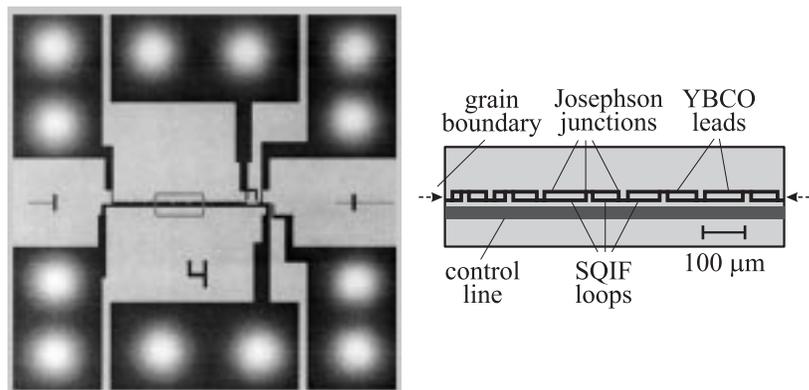


Рис. 1. Топология чипа размером 5×5 mm. Справа приведена увеличенная центральная часть цепочки СКВИДов, образующих СКИФ.

обладают существенно более низкими значениями диэлектрической проницаемости ($\epsilon = 25$) и потерями на СВЧ. В работе проведено экспериментальное сравнение характеристик последовательного СКИФа с одиночным СКВИДом и с последовательной цепочкой СКВИДов с одинаковыми по площади сверхпроводящими петлями.

Типичная топология СКИФа приведена на рис. 1. Тонкопленочная структура формировалась с помощью ионно-плазменного и химического травлений в пленке ОСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, полученной методом катодного распыления на постоянном токе при высоком давлении кислорода. Более подробно методика получения бикристаллических джозефсоновских переходов описана в работе [11]. Одиночные СКВИДы имели размер петли $S_s = 5 \times 7 \mu\text{m}^2$. Регулярная цепочка состояла из 20 последовательно соединенных СКВИДов одинаковой площади, а СКИФы — из 20 последовательно соединенных СКВИДов с различными размерами петель, изменяющимися в диапазоне $35 \div 700 \mu\text{m}^2$. Ширина джозефсоновских переходов w на различных чипах варьировалась от 5 до $10 \mu\text{m}$. Магнитный поток в структуры задавался либо с помощью катушки внешнего магнитного поля, либо полем постоянного тока, задаваемого в сверхпроводящую полосу, расположенную рядом с исследуемой структурой.

Измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур при задании магнитного поля и электромагнитного излучения миллиметрового диапазона, а также зависимости критического тока и напряжения

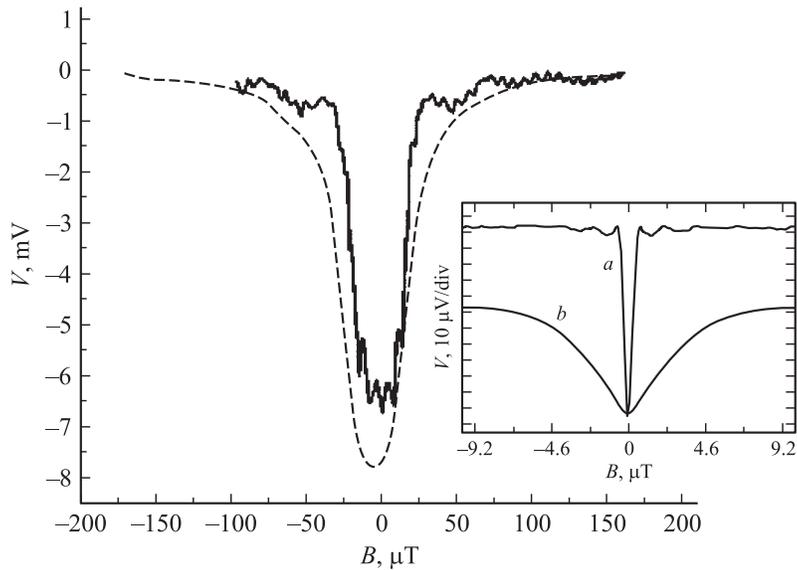


Рис. 2. Зависимости $V(B)$ для последовательного СКИФа из 20 СКВИДов (пунктирная линия) и последовательной цепочки из 20 идентичных СКВИДов (сплошная линия). На вставке приведены расчеты $V(B)$ для цепочки СКИФа с $N = 30$ для двух значений индуктивности: $a - l = 0$, $b - l = 1.4$ [8].

на структуре (при фиксированном токе) от величины внешнего магнитного поля. Шум СКИФа и СКВИД-структур измерялся с помощью холодного усилителя с шумовой температурой $T_{N1} = 8 \pm 2$ К в полосе частот $f = 1-2$ GHz и коэффициентом усиления мощности $G = 21$ dB. Дальнейшее усиление сигнала обеспечивалось теплым усилителем с $T_{N2} = 130$ К и $G = 40$ dB. После квадратичного детектирования выходной сигнал регистрировался нановольтметром постоянного тока. Калибровка выходного сигнала в единицах эквивалентной мощности шумовой температуры T_N проводилась с учетом собственных шумов измерительного тракта и рассогласования импедансов. В процессе измерений спектр усиленного сигнала, возникающего на образце, контролировался анализатором спектра.

Обсудим результаты измерений вольт-полевых характеристик $V(B)$ трех типов структур: СКВИДа с асимметричным заданием тока, цепочки СКВИДов и СКИФа. На рис. 2 показаны $V(B)$ для последовательной

цепочки СКВИДов и СКИФа. Наряду с мелкомасштабной „СКВИДовской“ $V(B)$ модуляцией с периодом, определяемым геометрической площадью петли СКВИДа $S_s = 35 \mu\text{m}^2$, нами наблюдалась также модуляция типа $\sin B/B$, которая наиболее отчетливо видна на экспериментальной зависимости $V(B)$ для цепочки СКВИДов. Для перехода с шириной $w = 10 \mu\text{m}$ эффективная площадь проникновения магнитного поля оказывается равной $S_{eff} = w^2/4$ [12] и из-за концентрации поля почти на порядок отличается от величины $S_j = 2w\lambda_L = 3 \mu\text{m}^2$ ($\lambda_L = 0.15 \mu\text{m}$ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля). В результате S_s не намного превосходит S_{eff} и в регулярных цепочках присутствуют оба типа модуляций $V(B)$, вызванные зависимостью $I_C(B)$ из-за проникновения магнитного поля в ДП. Из рисунка также видно, что интерференция зависимостей $V_1(B)$ отдельных СКВИДов с разными размерами петель в СКИФе приводит к подавлению боковых пиков, а также к сглаживанию склона основного пика. Отметим, что, как и ожидалось, диапазон изменения напряжения V на одиночном СКВИДе оказался значительно меньшим, чем на цепочках. Увеличение по сравнению с одиночным СКВИДом центрального пика $V(B)$ для цепочки СКВИДов и СКИФа следует из сложения напряжений на отдельных петлях и определяется суммой характерных напряжений переходов V_{0i} . Для СКИФа высота пика $V_s = 8 \text{mV}$ оказалась меньше ожидаемой суммы $\Sigma V_{0i} = 20 \text{mV}$. Численный расчет показал, что влияние разброса параметров и относительно больших значений нормированной индуктивности $l = L/L_j > 1$ (L — индуктивность петли СКВИДа, задаваемая ее геометрией, $L_j = \Phi_0/2\pi I_C$ — джозефсоновская индуктивность) сильно сказывается на зависимости $V(B)$. Из зависимости критического тока от магнитного поля $I_C(B)$ для одиночного СКВИДа были получены оценки индуктивности петли площадью $35 \mu\text{m}^2$, $L = 15 \pm 5 \text{pH}$ и разброс критических токов $\Delta I/\bar{I}_C = 30 \pm 10\%$. При введении 50%-ного разброса критических токов I_C , ДП в цепочке и полагая $l = 4 \div 6$ (что близко к экспериментальным оценкам) происходит уменьшение центрального пика $V(B)$ в 3 раза. В то же время в отличие от регулярной цепочки СКВИДов диапазон линейности $\partial V/\partial B$, определяющий рабочую область на зависимости $V(B)$ в СКИФе оказался в 10 раз выше и составил величину 5mV . Согласно расчету [8–10], ширина пика $V(B)$ в СКИФе определяется усредненным значением площади колец и уширяется с ростом индуктивности наибольшего кольца (см. вставку к рис. 2). В нашем случае ширина пика $V(B)$ в СКИФе соответствовала эффективной магнитной площади

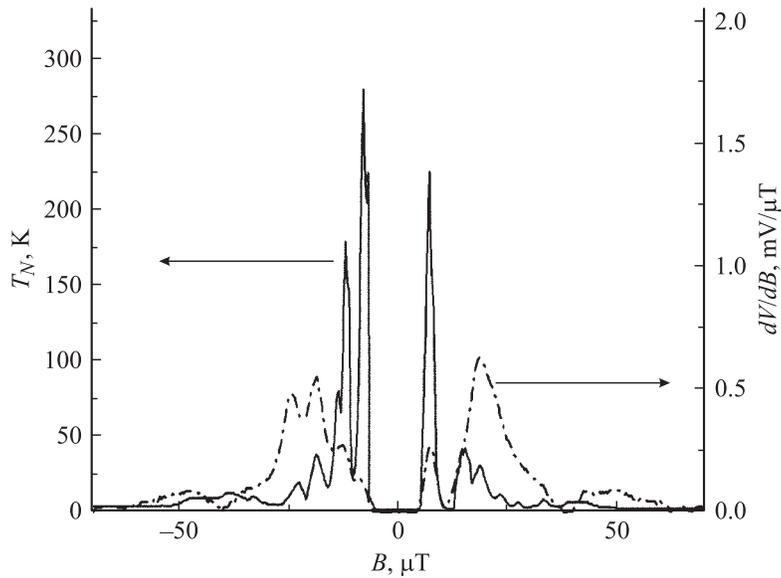


Рис. 3. Зависимости от магнитного поля B эквивалентной мощности температуры шума T_N на выходе СКИФа (сплошная линия), измеренная в полосе частот 1–2 GHz, и крутизна сигнальной характеристики СКИФа $\partial V/\partial B$ (пунктирная линия).

переходов $S_{eff} = 30 \mu\text{m}^2$, определенной по первому минимуму вольт-полевой характеристики СКВИДа и цепочки СКВИДов $B_1 = \Phi_0/S_{eff}$, $\Phi_0 = h/2e$ — квант потока. Важной характеристикой, не зависящей от площади колец, является коэффициент преобразования магнитного потока в напряжение $\partial V/\partial \Phi = \partial V/\partial B \cdot \partial B/\partial \Phi$. Определяя $\partial B/\partial \Phi$ по первому максимуму зависимости $V(B)$ и используя экспериментальное значение $\partial V/\partial B = 270 \text{ B/T}$, получаем для СКИФа $\partial V/\partial \Phi = 40 \text{ mV}/\Phi_0$, что значительно превосходит значения $\partial V/\partial \Phi = 1 \text{ mV}/\Phi_0$, полученные на одиночном СКВИДе [13].

На рис. 3 показана зависимость от магнитного поля эквивалентной мощности температуры шума $T_N(B)$ на выходе СКИФа, измеренная в полосе частот 1–2 GHz при фиксированном токе смещения $I = 1.25 I_C$ и $T = 4.2 \text{ K}$. На рисунке также показана крутизна вольт-полевого преобразования $\partial V/\partial B$, полученная в тех же условиях. Видно, что максимумы $T_N(B)$ наблюдаются при тех же значениях поля, что и $\partial V/\partial B$. При этом

отношение уровней мощности максимального пика T_N и фонового уровня измерительной системы составило величину 15 dB. Возникновение широкополосного шумового сигнала на СКИФе T_N может быть вызвано суперпозицией термических флуктуаций со спектральной плотностью по напряжению $S_V = \Sigma(8kTR_{di}^2/R_{Ni})[1 + 1/2(I/I_C)^2]$ (R_{di} — дифференциальное сопротивление перехода) и шумов вольт-потокowego преобразования $S_\Phi = \Sigma(2kTL_i^2/R_{Ni})(\partial V_i/\partial \Phi_i)^2$. В пике зависимости $T_N(B)$ для экспериментальных значений СКИФа $I/I_C = 1.25$ и $R_d = 30 \Omega$ получаем оценку $S_\Phi \gg S_V$, свидетельствующую, что обнаруженный шумовой сигнал вызван процессом вольт-потокowego преобразования $(\Sigma \partial V_i/\partial B_i^* L_i)^2$. Следует отметить, что дополнительным механизмом возникновения шумоподобного сигнала на СКИФе может оказаться процесс смещения частот собственной джозефсоновской генерации (с относительно широкими линиями Δf_j , порядка единиц GHz) отдельных ДП, имеющих из-за разброса величин R_N неидентичные значения напряжения смещения. Для оценки возможного уровня такого отклика T_{mix} были исследованы процессы преобразования частот на СКИФе в 6 и 4-мм диапазонах длин волн. На СКИФ подавался монохроматический сигнал от генератора Ганна (с шириной линии порядка 100 KHz), и проводилась оценка минимальной мощности воздействия P_e , достаточной для регистрации отклика преобразованного сигнала в экспериментальных условиях, аналогичных тем, при которых была получена зависимость $T_N(B)$. Результаты измерений показали, что для регистрации отклика, соизмеримого с фоновым уровнем сигнала T_N (на рис. 3 при $B > 50 \mu\text{T}$), необходима P_e на 40 dB больше мощности собственной джозефсоновской генерации отдельных ДП в СКИФе. Учитывая отношение ширин линий генераций ДП в СКИФе и измерительного генератора, получаем оценку $T_{\text{mix}} < 10 \text{ K}$, что значительно меньше величины пика T_N .

Таким образом, изготовлены и проведены измерения ОСП СКИФ структур на бикристаллических подложках, пригодных для использования в микроволновом диапазоне электромагнитного излучения. Изучен режим работы СКИФа, когда вольт-потокковая характеристика СКИФа определяется зависимостью $I_C(B)$ отдельных переходов в структуре. Экспериментально измеренная крутизна вольт-потокковой характеристики СКИФа, по крайней мере, на порядок превышает известные характеристики одиночных СКВИДов. Зависимость выходного шума СКИФа от магнитного поля оказалась коррелирована с крутизной вольт-потоккового преобразования. В то же время наблюдающийся в

эксперименте разброс параметров переходов в СКИФе уменьшает коэффициент вольт-поточкового преобразования, дальнейшее улучшение которого возможно осуществить за счет уменьшения размеров структуры и соответственно индуктивностей петель.

Авторы благодарны И.В. Борисенко, А. Колабухову, Ф.В. Комисинскому, В.К. Корневу, Е. Мюгинду, И.И. Соловьёву, С.В. Шитову за помощь в эксперименте и полезные обсуждения.

Работа выполнялась при частичной поддержке проектов отделения Физических наук РАН, РИ-111/002/087, РФФИ 04-02-16818а, гранта научных школ Президента России НШ-1344.2003.2 и гранта Президента России поддержки молодых российских ученых МК-2654.2005.2.

Список литературы

- [1] *Muck M., Welzel C., Clarke J.* // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. P. 3266–3268.
- [2] *Prokopenko G.V., Shitov S.V., Lapitskaya I.L.* et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 2003. V. 13. P. 1042–1045.
- [3] *Bradley R., Clarke J., Kinion D.* et al. // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. P. 777–817.
- [4] *Clerk A.A.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 056801.
- [5] *Likharev K.K., Kuzmin L.S., Ovsyannikov G.A.* // IEEE Tr. Magn. 1981. V. 17. P. 111–114.
- [6] *Kuzmin L.S., Likharev K.K., Migulin V.V.* // IEEE Tr Magn. 1981. V. 17. P. 822–825.
- [7] *Корнев В.К., Борисенко И.В., Овсянников Г.А.* // Радиотехника и электроника. 2001. V. 46. P. 1029–1047.
- [8] *Oppenlander J., Trauble T., Haussler Ch.* et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2001. V. 11. P. 1271–1274.
- [9] *Oppenlander J., Haussler Ch., Trauble T.* et al. // Physica C. 2002. V. 368. P. 119–124.
- [10] *Caputo P., Tomes J., Oppenlander J.* et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2005. V. 15. P. 1044–1047.
- [11] *Борисенко И.В., Шадрин А.В., Овсянников Г.А.* и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. С. 38–46.
- [12] *Rosenthal P., Beasley M., Char K.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. P. 3482–3484.
- [13] *Enpuku K., Shimomura Y., Kisu T.* // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. N 1. P. 7929–7934.