

## Высокочастотный ВТСП сквид для магнитной микроскопии

С.С. Хвостов, В.П. Тимофеев, А.С. Гарбуз, В.И. Шнырков

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: timofeev@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 17 июля 2002 г.

Исследована спектральная плотность шума магнитного потока  $S_{\Phi}^{1/2}(f)$  ВТСП ВЧ сквидов с частотой накачки 390–457 МГц в трехслойном пермалловом и сверхпроводящем экранах. Сверхпроводящий интерферометр, имеющий внутренний размер контура квантования  $100 \times 100$  мкм, изготовлен по тонкопленочной технологии с джозефсоновским контактом YBaCuO–PrBaCuO–YBaCuO типа ramp-edge. Показано, что при использовании охлаждаемого предусилителя энергетическая чувствительность сквидов в области «белого» шума (на частотах выше 1 кГц) составляет  $4 \cdot 10^{-30}$  Дж/Гц и в основном определяется собственными шумами ВТСП интерферометра и экранов. На низких частотах преобладают шумы, связанные с внешними полями, проникающими непосредственно в экраны. Ферромагнитная антенна сквид-микроскопа увеличивает собственный шум магнитометра до величины  $8 \cdot 10^{-30}$  Дж/Гц на частотах выше 1 кГц.

Досліджено спектральну густину шуму магнітного потоку  $S_{\Phi}^{1/2}(f)$  ВТНП ВЧ сквідів з частотою накачування 390–457 МГц у трьохшаровому пермалойовому та надпровідному екранах. Надпровідний інтерферометр, що має внутрішній розмір контура квантування  $100 \times 100$  мкм, виготовлено за тонкоплівковою технологією з джозефсонівським контактом YBaCuO–PrBaCuO–YBaCuO типу ramp-edge. Показано, що при використанні охолодженого передпідсилювача енергетична чутливість сквідів у області «білого» шуму (на частотах вище за 1 кГц) складає  $4 \cdot 10^{-30}$  Дж/Гц та в основному визначається власними шумами ВТНП інтерферометра та екранів. На низьких частотах переважають шуми, які пов'язані з зовнішніми полями, проникаючими безпосередньо у екрани. Феромагнітна антена сквід-мікроскопа збільшує власний шум магнітометра до величини  $8 \cdot 10^{-30}$  Дж/Гц на частотах вище за 1 кГц.

PACS: 85.25.Dq

### Введение

Создание сквид-микроскопов [1,2] с высоким пространственным разрешением требует повышения отношения сигнал–шум и, как следствие, увеличения чувствительности ВТСП сквидов. Это связано с тем, что в процессе сканирования объекта, при любом алгоритме решения обратной задачи магнитной дефектометрии, точность его локализации, классификация и определение параметров зависят от соотношения сигнал–шум при наборе базы данных.

При исследовании находящихся при комнатной температуре объектов, которые содержат спонтанные или наведенные магнитные моменты, спектральная плотность внешних магнитных шумов (помех) на исследуемом образце намного превышает характерные значения чувствительности ВТСП

сквид-микроскопов. Поэтому для улучшения отношения сигнал–шум чувствительный элемент и исследуемый образец помещают в пермалловый экран. Рабочую частоту микроскопа  $f$  выбирают в области «белого» шума, которая для обычных условий экранировки начинается с сотен герц. В таких микроскопах собственный  $1/f$ -типа шум ВТСП сквидов практически не влияет на качество восстановления характеристик исследуемого объекта, которое определяется чувствительностью сквида в области «белого» шума, коэффициентом экранирования внешних электромагнитных полей и коэффициентом передачи магнитного потока от исследуемого образца к сквиду. Поскольку ВТСП сквид находится при температуре 77 К, а исследуемый объект при комнатной температуре, и они должны

быть разделены термоизолирующим промежутком, то пространственное разрешение сквид-микроскопа можно улучшить за счет применения магнитной антенны – магнитопровода, выполненного из ферромагнитного материала (например, в виде конуса).

Для повышения чувствительности по магнитному полю и коэффициента передачи магнитного потока от исследуемого объекта к ВТСП сквиду геометрическая индуктивность сверхпроводящего квантового интерферометра  $L$  делается достаточно большой. Однако, как следует из классической теории сквидов [3,4], увеличение индуктивности ведет к быстрому уменьшению глубины модуляции выходного напряжения, уменьшению крутизны преобразования и росту собственных шумов, зависящих от отношения  $L/L_F$ , где  $L_F = (\Phi_0/2\pi)^2/k_B T$  – флуктуационная индуктивность,  $\Phi_0$  – квант магнитного потока,  $k_B$  – константа Больцмана,  $T$  – температура.

Для сквидов с азотным уровнем охлаждения ( $T = 77$  К) флуктуационная индуктивность  $L_F = 1,02 \cdot 10^{-10}$  Гн, и в обычной пленочной технологии изготовления интерферометров значение  $L/L_F$  близко к единице во всех опубликованных работах. Это означает, что так называемый безгистерезисный режим ( $\beta_L = 2\pi L I_c / \Phi_0 < 1$ ) работы ВТСП ВЧ сквидов с  $L > 10^{-10}$  Гн и  $T = 77$  К реализуется при условиях, когда энергия тепловых флуктуаций  $k_B T$  превышает характерную энергию связи контакта Джозефсона  $I_c \Phi_0 / 2\pi$ . Здесь  $I_c$  – критический ток. Другими словами, для ВТСП сквидов с  $\beta_L \leq 1$  безразмерный параметр

$$\gamma = 2\pi k_B T / I_c \Phi_0 \quad (1)$$

практически во всех опубликованных работах больше 1.

При  $\gamma \gg 1$ ,  $L/L_F \sim 1$  и  $\beta_L \leq 1$ , как следует из теории [3], среднее значение тока  $\langle I \rangle$ , циркулирующего в интерферометре сквида при заданной разности фаз на контакте  $\varphi$ , резко сокращается

$$\langle I \rangle \approx I_c \exp(-L/2L_F) \sin \varphi, \quad (2)$$

и это приводит к упомянутому выше быстрому уменьшению чувствительности ВТСП ВЧ сквидов при увеличении индуктивности контура квантования. В безгистерезисном режиме, когда нелинейность мала, выражение (2) с хорошей точностью должно описывать ВТСП ВЧ сквиды, и в пределе не очень больших значений  $\gamma$ , например,  $\gamma \sim 1$ ,  $L/L_F \sim 1$  и  $\beta_L \ll 1$  [5]. Это легко понять, заменив формально в работе [5] энергию СВЧ сигнала на энергию тепловых флуктуаций  $k_B T$  в аналитических выражениях для амплитудно-частотных характеристик сквида в безгистерезисном режиме.

Для учета влияния больших тепловых флуктуаций на ВТСП ВЧ сквиды, работающие в гистерезисном ( $\beta_L > 1$ ) режиме, необходимо выполнить анализ уравнения Фоккера–Планка в этом пределе. Такие теоретические исследования для области  $\gamma \sim 1$ ,  $L/L_F \sim 1$  и  $\beta_L \sim 1$  были проведены в [6]. Более детальный анализ, также основанный на численном решении уравнения Фоккера–Планка, и экспериментальные исследования характеристик ВТСП ВЧ сквидов [7,8] позволили распространить эти результаты на область практически произвольных значений  $\gamma$ ,  $L/L_F$  и  $\beta_L$ . Например, для области  $L/L_F \sim 1$  показано, что тепловые флуктуации в ВЧ сквидах приводят к более сложной перенормировке среднего циркулирующего тока и безразмерной индуктивности  $\beta_L$ , которую в этом случае можно представить в виде

$$\beta_{\text{eff}} \sim \beta_L \left[ 2\gamma \exp\left(-\frac{L}{2L_F}\right) \frac{J_1(1/\gamma)}{J_0(1/\gamma)} \right], \quad (3)$$

где  $J_1(1/\gamma)$ ,  $J_0(1/\gamma)$  – модифицированные функции Бесселя. Из выражения (3) следует, что для  $\gamma \gg 1$  среднее значение циркулирующего тока практически совпадает с результатами ранней работы [3], а при  $\gamma \leq 1$  оно модифицируется довольно сложным образом. Это эффективное уменьшение нелинейности интерферометра (2), (3), связанное с влиянием тепловых флуктуаций, приводит к изменению вольт-амперных, сигнальных характеристик сквида [8], и в конечном итоге к деградации (пропорционально  $\beta_{\text{eff}}$ ) его чувствительности.

Как показано в работе [9], для оптимизации сигнальных характеристик и чувствительности ВЧ сквида, работающего в пределе больших флуктуаций ( $\gamma \sim 1$ ,  $L/L_F \sim 1$ ), необходимо значительно увеличить коэффициент связи  $k$  между резонансным контуром, имеющим добротность  $Q$ , и контуром квантования. Для гистерезисного режима  $\beta_L > 1$ , обычное условие согласования  $k^2 Q \cong 1$ ,  $\gamma \ll 1$  в пределе больших флуктуаций  $\gamma \sim 1$  нужно переписать в виде  $k^2 Q \beta_{\text{eff}} \cong 1$ . Это отражает тот факт, что в этом пределе нелинейность вольт-амперных характеристик сквида из-за влияния тепловых флуктуаций сильно уменьшается, и его режим работы становится похожим на безгистерезисный.

Из классической теории известно [4], что чувствительность ВЧ сквидов значительно улучшается с ростом частоты возбуждения  $\omega/2\pi$ , и ее увеличением можно в известных пределах компенсировать влияние тепловых флуктуаций в области  $\gamma > 1$ ,  $L/L_F \sim 1$ . Например, в работе [10] при исследовании ВТСП ВЧ сквида в режиме больших флуктуаций  $L/L_F \sim 1$ ,  $\gamma > 1$  на частоте возбуждения

850 МГц в области «белого» шума получена энергетическая чувствительность

$$\delta\varepsilon = S_{\Phi}(f)/2L \sim 5,6 \cdot 10^{-31} \text{ Дж/Гц}, \quad (4)$$

где  $S_{\Phi}$  — квадрат спектральной плотности шума магнитного потока.

Расчет полной чувствительности ВТСП ВЧ сквид-микроскопа в пределе больших флуктуаций с учетом собственных шумов интерферометра, шумов колебательного контура, предусилителя, магнитной антенны и экранов является достаточно сложной задачей даже без учета влияния специфических шумов, связанных с особенностями ВТСП материалов. Поэтому в настоящей работе проведены прямые экспериментальные исследования  $S_{\Phi}^{1/2}(f)$  для двух типов пленочных ВТСП ВЧ сквид-магнитометров (с ферромагнитной антенной и без нее), расположенных в экранированном пространстве.

### Экспериментальные результаты

Контур квантования ВТСП сквида, имеющий площадь  $100 \times 100$  мкм, изготовлен из эпитаксиальной пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  толщиной 150 нм, осажденной методом лазерной абляции на подложку  $\text{SrTiO}_3$ . Для увеличения связи с внешней антенной микроскопа интерферометр был выполнен в виде концентратора магнитного потока с размерами  $3 \times 3$  мм. При такой геометрии устройства период выходного напряжения сквид-магнитометра по магнитному полю составлял  $\Delta B/\Phi_0 = 1,3 \cdot 10^{-8} \text{ Тл}/\Phi_0$ . Значения характеристического напряжения (произведения критического тока на сопротивление контакта  $R_N$  в нормальном, несверхпроводящем состоянии) для джозефсоновских контактов типа ramp-edge, изготовленных из  $\text{YBaCuO} - \text{PrBaCuO} - \text{YBaCuO}$  эпитаксиальных пленок с толщиной барьера 5–10 нм, при 77 К равны  $V_c = I_c R_N \sim 20$  мкВ ( $I_c = 10\text{--}15$  мкА,  $R_N = 1,5\text{--}2$  Ом). Таким образом, для этих интерферометров отношение энергии тепловых флуктуаций к энергии связи джозефсоновского контакта  $\gamma = 0,7$  при  $L/L_F = 1,6$  и  $\beta_L = 2\text{--}5$ . Сравнительно низкие значения  $R_N$  для контактов на основе  $\text{PrBaCuO}$  ограничивают увеличение частоты возбуждения ВТСП сквидов  $1/2\pi$  (из-за возникновения сильных неадиабатических явлений в контуре квантования) на уровне  $\sim 500$  МГц. Действительно, для  $R_N \sim 1$  Ом характерное время интерферометра  $\tau = L/R_N$  становится сравнимым с  $1/\omega$  при  $1/2\pi \sim 1$  ГГц.

Для уменьшения влияния шумовой температуры резонансного контура и сокращения вклада шумов последующих каскадов в измерительной схеме был использован двухкаскадный охлаждаемый предусилитель на основе GaAs полевых транзисторов. Шу-

мовая температура  $T_N$  усилительного тракта, измеренная по методу «горячей» и «холодной» нагрузок, составляла 35 К при комнатной температуре. При охлаждении предусилителя до 77 К шумовую температуру тракта не измеряли, однако можно утверждать, что она не превышала указанного выше значения. На частоте 400 МГц усиление охлаждаемого каскада составляло 30 дБ в полосе 20 МГц. Для согласования входного импеданса усилителя с резонансным контуром использовали схему частичного включения. Усиленный сигнал на выходе второго каскада охлаждаемого предусилителя детектировался широкополосным амплитудным детектором с полосой рабочих частот более 40 кГц. На рис. 1 показаны основные элементы резонансного контура (а) и схема охлаждаемого предусилителя (б).

Индуктивность однослойной катушки резонансного контура, выполненной из медного провода диаметром 0,07мм, составляла  $7,2 \cdot 10^{-8}$  Гн. Нагруженная добротность резонансного контура  $Q \sim 100$  при максимальном коэффициенте связи  $k \sim 0,1$ . Дальнейшее увеличение коэффициента связи приводило к потере устойчивости усиления, т.е. к регенеративности усиления.

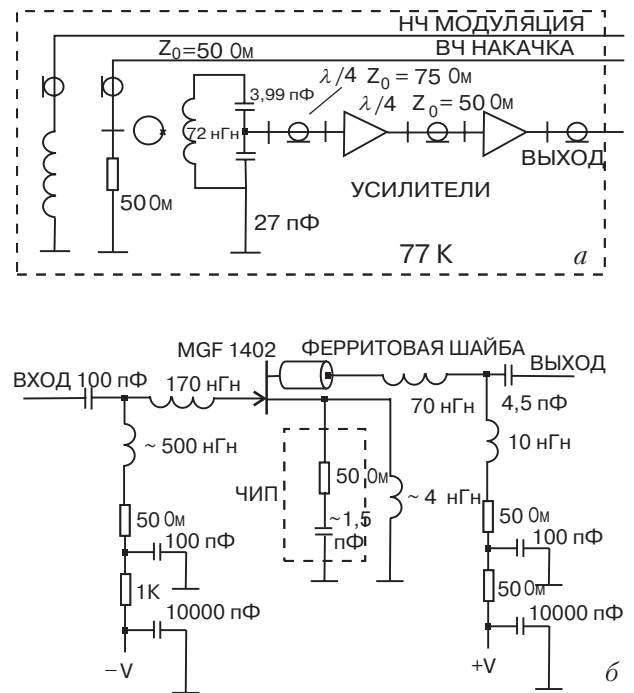


Рис. 1. Основные элементы резонансного контура ВТСП ВЧ сквида и двухкаскадного охлаждаемого предусилителя (а) и электрическая схема усилительного каскада (б). Специальное исполнение фильтра в цепи истока в виде чипа совместно с использованием поглощающей ферритовой шайбы в подобранном фиксированном положении в цепи стока обеспечивают устойчивость работы каскада в заданной полосе частот.

Для исследования собственных шумов (спектральной плотности шума магнитного потока) ВТСП сквид размещали внутри специального малогабаритного стеклопластикового криостата объемом 1 л. В свою очередь криостат со сквидом устанавливали в трехслойном пермаллоевом цилиндрическом экране, изготовленном из сплава НМ-79. Измеренный с помощью феррозондового магнитометра коэффициент экранирования постоянной составляющей магнитного поля Земли по  $z$ -координате в области расположения сквида и магнитной антенны составлял 62–65 дБ. Для анализа зависимости спектральной плотности шума ВТСП сквида от выбора рабочей точки и типа магнитометра использовали низкочастотный анализатор В&К Туре 2033 с полосой от 0 до 20 000 Гц.

На рис. 2 показаны зависимости спектральной плотности шума магнитного потока от частоты, полученные для двух вариантов сквид-магнитометров. Для сквид-магнитометра без входной магнитной антенны энергетическая чувствительность в частотном диапазоне  $10^3$ – $10^4$  Гц достигает значений  $\delta\varepsilon = 4 \cdot 10^{-30}$  Дж/Гц, что соответствует разрешению по магнитному полю в области «белого» шума  $S_B^{1/2} = 2 \cdot 10^{-13}$  Тл/Гц $^{1/2}$ . На этом графике видно, что в области частот ниже  $10^3$  Гц суммарный шум может быть представлен в виде  $1/f^\alpha$ , где показатель степени  $\alpha$  изменяется от 1 до 0,5 (на частотах от 0,03 до 300 Гц). Большие пики на частотах 50, 100 и 150 Гц, связанные с проникновением внешних помех (сетевых гармоник, по-видимому, по проводам питания), указывают на наличие в экранированном

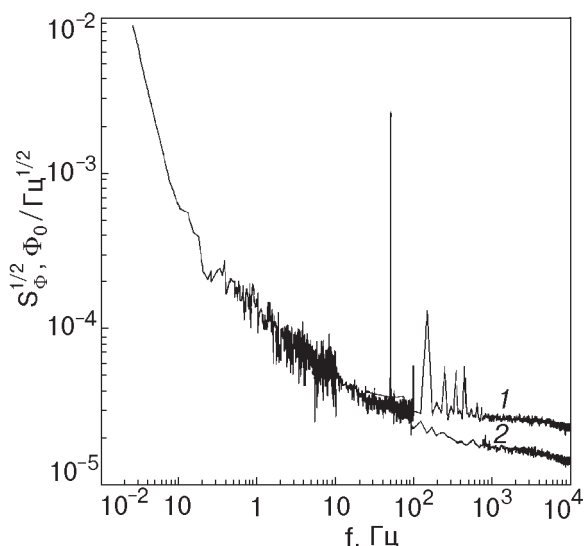


Рис. 2. Зависимости спектральной плотности шума магнитного потока  $S_{\Phi}^{1/2}$  от частоты  $f$  для ВТСП ВЧ сквид-магнитометров в трехслойном пермаллоевом экране: сквид-магнитометр с магнитной антенной (1), ВТСП ВЧ сквид-магнитометр без антенны (2).

пространстве магнитных полей на уровне  $10^{-11}$  Тл/Гц $^{1/2}$  и  $8 \cdot 10^{-13}$  Тл/Гц $^{1/2}$  соответственно.

Для сквид-магнитометра, индуктивно связанного с конусообразным стержнем минимальным диаметром  $\sim 0,5$  мм и длиной 2 мм, изготовленным из феррита со слабой проводимостью, спектральная плотность шума на частотах выше 100 Гц увеличивается в 3,5–4 раза (см. рис. 2). Ниже 100 Гц шумы этих магнитометров совпадают и определяются шумами магнитного поля в экране. Увеличение собственных шумов сквид-магнитометра с ферритовой антенной можно объяснить как за счет увеличения индуктивности контура квантования (2), (3), так и за счет шумов, непосредственно вносимых магнитной антенной.

### Обсуждение результатов

Магнитная индукция  $\mathbf{B}$  небольшого ( $r \ll R$ ) диполя с магнитным моментом  $\mathbf{m}$ , находящегося в исследуемом образце, уменьшается с расстоянием как  $\mathbf{B}(R) \sim \mu\mu_0 \mathbf{m} / 2\pi R^3$ . Здесь  $\mu$  — магнитная проницаемость среды,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м и  $R$  — расстояние до сквида, расположенного на оси диполя радиусом  $r$ . Конструкция нашего криостата позволяет установить ВТСП ВЧ сквид-магнитометр на расстоянии 2 мм от объекта, находящегося при комнатной температуре. Поскольку характерные значения радиусов исследуемых магнитных диполей  $r$  равны 0,1–1,0 мм, то для увеличения индукции  $\mathbf{B}$ , создаваемой диполем в точке расположения ВТСП ВЧ сквида, необходимо увеличить магнитную проницаемость среды  $\mu$ . Другими словами, между магнитным диполем и сквид-магнитометром должен быть расположен магнитопровод, изготовленный из материала с  $\mu \gg 1$ . В этом случае магнитная индукция будет

$$\mathbf{B}(R) = \mu_{\text{eff}} \mu_0 \mathbf{m} / 2\pi R^3. \quad (5)$$

В зависимости от материала и конструкции стержня эффективная магнитная проницаемость  $\mu_{\text{eff}}$  может в несколько раз увеличивать трансформацию сигнала к сквид-магнитометру, одновременно увеличивая индуктивность контура квантования. С другой стороны, высокая магнитная проницаемость магнитопровода является своеобразным концентратором магнитных полей (помех), и при малых коэффициентах экранирования экранов магнитная антенна становится неэффективной. В рассматриваемом эксперименте спектральная плотность шума магнитного потока сквида с ферромагнитной антенной возросла в 3,5–4 раза, а коэффициент трансформации для некоторых диполей увеличился в 5–10 раз. Кроме того, очень важно то, что форма магнитной антенны и эффективное уменьшение расстояния между диполем и скви-



дом позволяют резко улучшить пространственное разрешение сквид-микроскопа.

Для классических низкотемпературных ВЧ сквидов, работающих в пределе малых флуктуаций  $L/L_F \ll 1$  и  $\gamma \ll 1$ , увеличение индуктивности контура квантования  $L$  (из-за влияния магнитной антенны) всегда приводит к ухудшению чувствительности сквид-магнитометра по магнитному полю. Это легко показать, дифференцируя по индуктивности  $L$  известные выражения для чувствительности сквида как функции энергии  $\delta\varepsilon$  и индукции магнитного поля  $\delta B$  [4,11]. Интересно отметить, что в ВТСП ВЧ сквидах, работающих в пределе больших флуктуаций, минимумы по  $L$  для аналогичных выражений могут не совпадать из-за наличия дополнительного (2), (3), зависящего от индуктивности контура квантования, фактора  $\sim \exp(-L/2L_F)$ .

В настоящей работе период по магнитному полю для ВТСП сквид-магнитометра с магнитной антенной не измеряли, но если его значение оценить как  $\Delta B/\Phi_0 < 10^{-8}$  Тл/ $\Phi_0$  (магнитная антенна увеличивает эффективную площадь), то полученная чувствительность по индукции магнитного поля  $\delta B < 4 \cdot 10^{-13}$  Тл/Гц<sup>1/2</sup> при  $\mu_{\text{eff}}/\mu \sim 10$  позволяет регистрировать магнитные диполи площадью 100x100 мкм с током в несколько мкА.

Авторы выражают свою признательность С.И. Бондаренко, А.А. Шабло и П.П. Павлову за полезные дискуссии.

1. T.S. Lee, G. Dantsker, and J. Clarke, *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 4208 (1996).
2. J. Banchet, J. Jouglar, P. L. Vuillermoz, P. Waltz, and H. Weinstok, *Rev. Prog. Quant. Nondestr. Ev.* **14**, 1675 (1995).
3. В.А. Хлус, И.О. Кулик, *ЖТФ* **45**, 449 (1975).
4. К.К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов*, Наука, Москва (1985).
5. V.I. Shnyrkov, V.A. Khlus, and G.M. Tsoi, *J. Low Temp. Phys.* **39**, 477 (1980).

6. B. Chesca, *J. Low Temp. Phys.* **110**, 963 (1998).
7. Ya.S. Greenberg, *J. Low Temp. Phys.* **114**, 297 (1999).
8. X.H. Zeng, Y. Zhang, B. Chesca, K. Barthel, Ya.S. Greenberg, and A.I. Braginski, *J. Appl. Phys.* **88**, 11 (2000).
9. В.И. Шнырков, В.П. Тимофеев, А.С. Гарбуз, Ч.Д. Ким, *ФHT*, **25**, 1103 (1999).
10. Y. Zang, W. Zander, J. Schubert, F. Rruters, H. Soltner, M. Banzet, N. Wolters, X.H. Zeng, and A.I. Braginski, *J. Appl. Phys.* **71**, 704 (1997).
11. T. Ryhanen, H. Seppa, R. Ilmoniemi, and J. Knuutila, *J. Low Temp. Phys.* **76**, 287 (1989).

### The radio-frequency HTS SQUID for magnetic microscopy

S.S. Khvostov, V.P. Timofeev, A.S. Garbuz, and V.I. Shnyrkov

The spectral density of magnetic flux noise  $S_{\Phi}^{1/2}(f)$  for HTS RF SQUIDS with a pumping frequency of 390–457 Mhz within triple-layer permalloy and superconducting shields are investigated. The superconducting interferometers of 100x100  $\mu\text{m}$ , are fabricated by the thin film technology with ramp-edge type Josephson junctions YBaCuO–PrBaCuO–YBaCuO. It is shown that with a cooled preamplifier the energy resolution of SQUIDS makes up to  $4 \cdot 10^{-30}$  J/Hz at «white» noise (at frequencies above 1 kHz) and is mainly defined by inherent noise of the HTS interferometer and the shields. At low frequencies the noises related to exterior fields that penetrate directly into the shields, are dominant. At frequencies above 1 kHz, the ferromagnetic antenna of the SQUID microscope increases the intrinsic noise of the magnetometer up to  $8 \cdot 10^{-30}$  J/Hz.