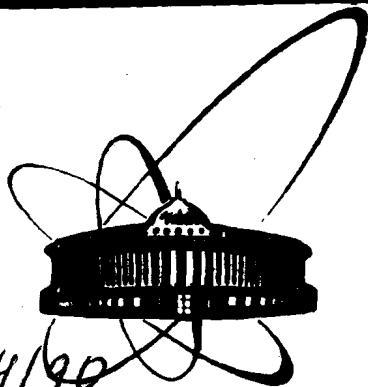


89-774

~~89774~~



744/90

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

393 и 6

P13-89-774

В. Н. Полушкин

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СКВИДЫ:
СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ

Направлено в журнал "Измерение, контроль,
автоматизация"

1989

Введение

Практическим результатом исследования квантовых эффектов в сверхпроводниках является создание сверхпроводящих квантовых интерферометров (СКВИДов) - наиболее чувствительных в настоящее время измерителей магнитного потока и других физических величин, предварительно преобразуемых в магнитный поток. Ниобиевые сверхпроводящие квантовые интерферометры, работающие при температуре жидкого гелия, нашли применение в физике (поиск новых физических эффектов, уточнение физических констант), в геофизике (разведка особо глубоких месторождений полезных ископаемых), в медицине (новые методы медицинской диагностики: измерение магнитного поля сердца, мозга) и т.д. Однако весьма дорогостоящее криогенное гелиевое обеспечение ограничивало применение СКВИД-интерферометров кругом хорошо оснащенных лабораторий.

Можно предполагать, что открытие высокотемпературной сверхпроводимости значительно расширит возможности применения СКВИДов. Во всяком случае, без промедления десятки научных групп в СССР и за рубежом включились в работу по поиску и исследованию эффекта квантовой интерференции в новых высокотемпературных сверхпроводниках, несмотря на то, что первые оценки были скорее пессимистичны: из-за высокой рабочей температуры СКВИДы, казалось бы, должны иметь худшую чувствительность, чем традиционные гелиевые.

Более того, первые оценки ситуации [1] предполагали, что обеспечить работоспособность высокотемпературных СКВИДов можно только созданием контуров квантования с индуктивностью меньше 10^{-11} Гн и джоульсоновских переходов размером порядка 1-10 нм, что возможно только с развитием нанометровой тонкопленочной технологии высокотемпературных

сверхпроводников. В 1987 году [2, 3] эффект квантовой интерференции в высокотемпературной керамике был обнаружен при температуре жидкого азота на случайных контурах, содержащих "слабые" (джозефсоновские) контакты и формирующиеся в толще керамики с низкой плотностью критического тока. Существование такой интерференции привело к созданию так называемых балк-сквидов, исследование и усовершенствование которых привлекло интерес многих исследователей, например, [4, 5]. Характерной чертой балк-сквидов является малая собственная индуктивность сверхпроводящих перколяционных контуров микронного размера и, как следствие, — слабая связь с такими контурами и низкая чувствительность, усугубляющаяся большим шумом множества джозефсоновских контактов, переключающихся под воздействием накачки. В силу этих причин даже весьма усовершенствованные балк-сквиды по чувствительности уступают два и более порядков по чувствительности традиционным низкотемпературным сквидам и не представляют интерес для метрологии. К началу 1988 года стало ясно, что тонкопленочная методика создания высокотемпературных сквидов, конечно, является самой привлекательной, но пока нереализуема из-за технологических сложностей. Эти сложности обусловлены тем, что джозефсоновские контакты должны иметь характерные размеры порядка длины когерентности, а длина когерентности в ВТСП существенно меньше, чем у низкотемпературных сверхпроводников [1], требования к пленочной технологии существенно ужесточаются.

С другой стороны, развитие балк-сквидов представляется непрактичным из-за того, что предполагаемая область применения уже освоена более простыми феррозондами и магнитометрами на оптической накачке.

Более перспективным оказался другой путь создания сквидов из ВТСП-материалов. Оказывается, можно использовать

керамики с высокой плотностью критического тока и "сильными" межзеренными контактами и тем самым избежать балк-эффекта, а кольцо-индуктивности и тонкую перемычку, содержащую одиночную межзеренную границу, топологически подобные диммермановским сквидам, можно сформировать механической обработкой керамики. При этом керамика с плотностью критического тока 100-1000 А/см² позволяет сделать сквид с миллиметровым контуром квантования, мунированным сверхпроводящим мостиком с характерными размерами 3-10 мкм, что достаточно для работы при азотной температуре.

История развития ВТСП-сквидов в известной мере повторяет историю развития традиционных низкотемпературных. Наиболее перспективными всегда считались сквиды, полученные напылением. Однако сложность этой технологии привела к тому, что наиболее интересные результаты по исследованию динамики самих сквидов и по их использованию в наиболее важных научных задачах были получены на массивных.

К началу 1989 года массивные сквиды, в которых при формировании джозефсоновского контакта используется естественный слой межзеренных границ, получены в ряде лабораторий СССР и за рубежом [6-9]. Лучшие экземпляры показали исключительно высокие технические характеристики. При диаметре контура квантования 1 мм и собственной индуктивности $L_{\text{к}} \sim (2+3) \cdot 10^{-10}$ Гн достигнуто разрешение по энергии $\sim 2 \cdot 10^{-28}$ Дж/Гц.

Принцип действия радиочастотного сквида

Сквид представляет собой сверхпроводящее кольцо, замкнутое через слабое звено, обладающее джозефсоновскими свойствами (рис. 1).

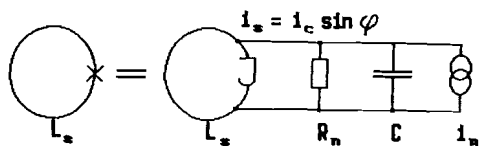


Рис. 1. Схематическое изображение и резистивная модель радиочастотного сквида: L_s - индуктивность интерферометра; $i_s = i_c \sin \varphi$, R_n , C - соответственно токо-фазовое соотношение, нормальное сопротивление, ёмкость джозефсоновского контакта.

Полный магнитный поток сквозь отверстие в сверхпроводящем кольце можно записать в виде [10]:

$$\Phi = \Phi_e - L_s I_s, \quad (1)$$

где Φ_e - внешний магнитный поток,

L_s - собственная индуктивность кольца,

I_s - протекающий по кольцу экранирующий ток.

Учитывая, что для джозефсоновского перехода

$$I_s = I_c \sin \varphi, \quad (2)$$

где I_c - критический ток контакта,

φ - квантовомеханическая фаза ($\varphi = 2\pi\Phi / \Phi_0$),

$$\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ Вб.}$$

$$\varphi - l \sin(2\pi\Phi / \Phi_0) = \varphi_e, \quad (3)$$

где $\varphi_e = 2\pi\Phi_e / \Phi_0$, $l = 2\pi L_s I_c / \Phi_0$.

На рис. 2 представлен график зависимости $\varphi = f(\varphi_e)$ при $l > 1$ (так называемый гистерезисный режим работы, в основном применяемый на практике).

Если опрашивать такое кольцо сигналом вида

$$\varphi_e = \varphi_x + \varphi_{rf}, \quad (4)$$

где $\varphi_{rf} = \varphi_{rfm} \cos \omega t$,

отклик кольца резко изменяется при одном и том же φ_{rf} , но разных φ_x . Это хорошо видно из рис. 2, на котором показаны два отклика при $\Phi_x = \Phi_0$ ($\varphi_x = 1$) и $\Phi_x = 2,5\Phi_0$ ($\varphi_x = 2,5$) соответственно.

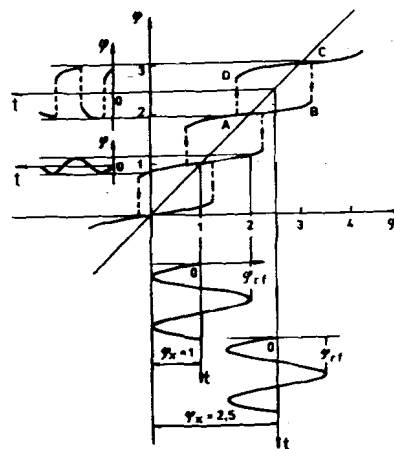


Рис. 2. Зависимость потока внутри сквида φ от внешнего потока φ_e .

Это свойство используется в практических датчиках, применяемых для построения сверхпроводящих квантовых магнитометров. Для этого сквид индуктивно связывается с колебательным контуром, на который подаётся ВЧ-смещение от генератора тока G_{rf} (рис. 3). Напряжение на этом контуре затем усиливается усилителем А и детектируется элементами D, C, R. По-существу, сквид работает как параметрический усилитель, в котором слабый входной низкочастотный сигнал φ_x или сигнал постоянного тока смешивается с сигналом ВЧ-смещения. Затем эти сигналы путём параметрического преобразования вверх

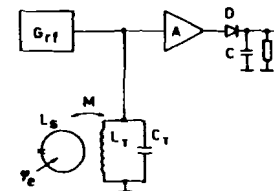


Рис. 3. Схема считывания информации с интерферометра: L_T, C_T - колебательный контур, индуктивно связанный с интерферометром; G_{rf} - источник радиочастотного тока; А - малошумящий радиочастотный предварительный усилитель; D, C, R - амплитудный детектор.

значительно усиливаются по мощности в качестве боковых полос сигнала смещения.

Из рис. 2 видно, что максимальный размах напряжения на контуре будет при входном потоке $\Phi_x = n\Phi_0$ в отсутствие диссипативных процессов в кольце.

При $\Phi_x = (n+1/2)\Phi_0$ размах будет минимальным, т.к. рабочая точка должна обходить петлю гистерезиса ABCD и за каждый обход из контура отбирается энергия, пропорциональная площади этой петли.

При изменении Φ_x от $n\Phi_0$ до $(n+1/2)\Phi_0$ амплитуда напряжения на контуре $V_{rf}(\max)$ будет занимать промежуточные значения. На рис. 4 представлена такая зависимость $V_{rf}(\max)$ от измеряемого потока Φ_x при фиксированном уровне высокочастотной накачки I_{rf} . Видно, что вольт-потоковая характеристика носит периодический характер по Φ_x , причём период равен кванту магнитного потока Φ_0 .

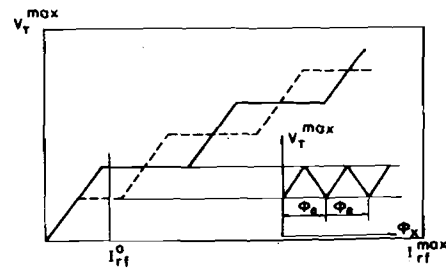


Рис. 4. Зависимость напряжения на выходе амплитудного детектора от амплитуды высокочастотного тока I_{rf} при $l = 2\pi LI_C / \Phi_0 > 1$. На врезке: зависимость напряжения на выходе амплитудного детектора от измеряемого сигнала Φ_x при фиксированном токе радиочастотной накачки I_{rf}^0 .

Из [10] размах вольт-потоковой характеристики

$$\Delta V_{rf} = [(\pi \omega_{rf} \Phi_0 I_C) / (\Phi_0 + 2\pi L_S I_C)] L_T L_S / M, \quad (5)$$

где M - взаимная индуктивность между скивдом и контуром. Типичное значение для $\Delta V_{rf} \sim 10 \mu V$.

Наряду с радиочастотными скивдами существуют скивды постоянного тока, представляющие собой сверхпроводящее кольцо, замкнутое через два перехода Джозефсона. Подробно с их принципом действия можно ознакомиться в [11, 12]. В настоящее время имеются сообщения, показывающие принципиальную возможность создания датчиков данного типа, работающих при $T=78K$, в перспективе [13]. Однако в связи с тем, что на данном этапе их разработка не доведена до уровня практического применения, рассмотрение этих скивдов выходит за рамки данного обзора.

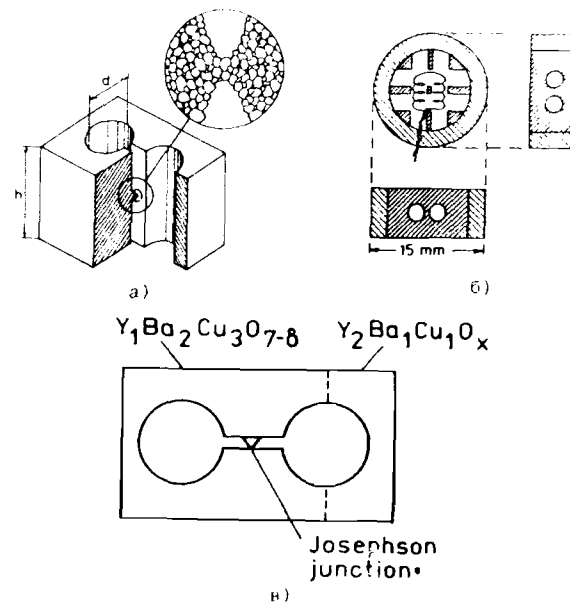


Рис. 5. Конфигурации радиочастотных скивдов.

- а - двухщелевой скивд циммермановской конструкции [8];
- б - торoidalный скивд [14];
- в - однощелевой радиочастотный скивд, ($Y_2Ba_1Cu_1O_x$ - диэлектрическая фаза) [15].

белого шума собственная чувствительность по полю составляет 10^{-13} Гл/Гц^{1/2}. Таким образом, по чувствительности уже сегодня высокотемпературные сквиды уступают только лучшим образцам низкотемпературных сквидов при T=4,2K (рис. 13). Для сравнения на этом же рисунке показаны спектры собственных шумов некоторых типов магнитометров, работающих при температуре окружающей среды.

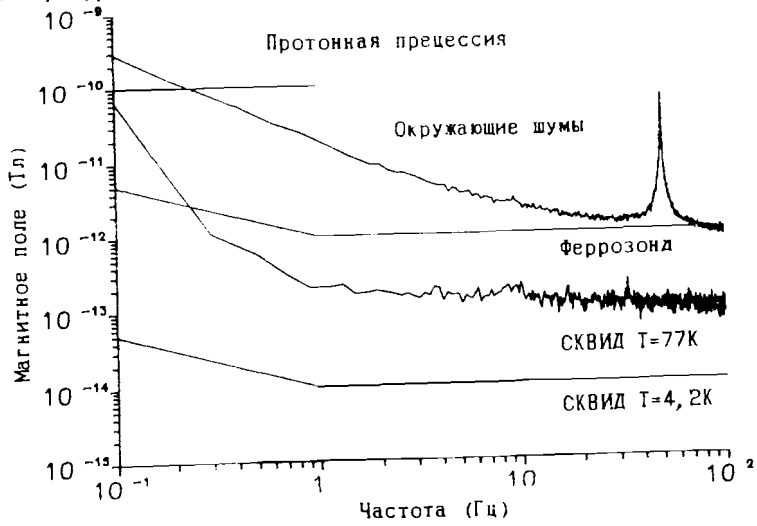


Рис. 13. Спектральная плотность шумов по магнитному полю магнитометров различного типа.

Применение высокотемпературных сквидов

На основе низкотемпературных сквидов построено большое количество видов уникальных по своей чувствительности приборов. Однако широкому распространению данных приборов на практике, как уже отмечалось, препятствуют два общих для прикладной сверхпроводимости фактора: высокая стоимость и громоздкость криогенного гелиевого обеспечения. В связи с этим интенсивно изучается вопрос о возможно широкой замене низкотемпературных сверхпроводников высокотемпературными.

Основные параметры ВТСП-сквидов при T=77K

Таблица 1

№	Тип сквида	T_c , К	Φ_0 , Гл	δB , Гл/Гц ^{1/2}	ϵ , Дж/Гц	Частота, МГц	Диаметр, мм	Длина, мм	
1	1-двухочный	2.5 10^{-10}	4.5 10^{-4}	1.6 10^{-27}	27	0.95	3	США [6]	
2	2-двухочный	2 10^{-10}	-	8 10^{-29}	31	-	-	Харьков [8]	
3	Торoidalный	-	6 10^{-4}	-	-	-	-	ФРГ	
4	2-двухочный	-	2 10^{-4}	-	-	-	-	[14]	
5	2-двухочный	1.2 10^{-10}	1.3 10^{-3}	3 10^{-26}	-	-	-	Англия [7]	
6	2-двухочный	1.2 10^{-10}	2 10^{-4}	6.6 10^{-28}	18	1	2.5	Дубна [9]	
7	1-двухочный	1.8 10^{-10}	3 10^{-4}	1.14 10^{-13}	9 10^{-28}	18	0.9	2.5	Дубна [9]
-	2-двухочный	-	4.5 10^{-4}	-	-	-	1.6	10	Новосибирск [16]
-	1-двухочный	-	3 10^{-4}	5 10^{-13}	-	-	1	3-4	Харьков [29]
10	1-двухочный	1.6 10^{-10}	3.7 10^{-3}	-	-	-	-	-	Китай [30]

За критерий работоспособности принималось условие, что за время, много большее постоянной времени сквида, т.е. при выходе системы в стационарный режим вероятность нахождения рабочей точки в рабочем интервале $[-\pi+\pi] - P(\varphi, \tau) \geq 0,9$.

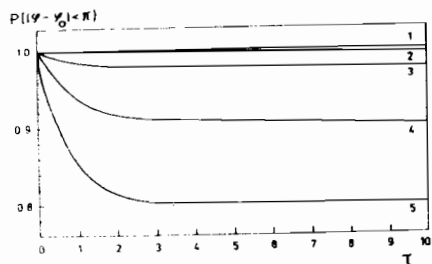


Рис. 6. $P(\varphi, \tau)$ -вероятность нахождения квантовомеханической фазы в основном рабочем интервале вольт-поточковой характеристики $[-\pi+\pi]$ при $l=5,0$:
 кривая 1 - $\alpha=0,5$; кривая 2 - $\alpha=0,4$; кривая 3 - $\alpha=0,3$; кривая 4 - $\alpha=0,2$; кривая 5 - $\alpha=0,15$.

На рис. 6 приведены значения $P(\varphi, \tau)$ для сквида при $l=2\pi L_S I_C / \Phi_0 = 5$.

Из анализа кривых следует весьма важный результат: радиочастотный сквид значительно более устойчив к воздействию тепловых флуктуаций по сравнению с автономным контактом. Из [18] известно, что граничным значением α (коэффициент α , учитывающий отношение сигнал/шум, можно трактовать как отношение энергии, которую необходимо затратить на перевод рабочей точки в соседнее состояние устойчивого равновесия к энергии тепловых флуктуаций), при котором автономный контакт работоспособен, является единица. Индуктивность контура квантования, шунтируя и отводя от него часть флуктуационного тока, делает его работоспособным вплоть до $\alpha = 1,18 \pm 0,19$.

Ранее многие исследователи трактовали $L_F=L_S$ при $\alpha=1$ как максимальную индуктивность. Отсюда следовали пессимистичные

оценки в плане создания практических высокотемпературных сквидов. Т.к. рабочей индуктивностью считалась $L_S \approx (0,2 \pm 0,3)L_F = (2 \pm 3)10^{-11}$ Гн, то предполагалось, что контур квантования должен иметь размеры, не превышающие $(0,2 \pm 0,3)$ мм.

Приведенные здесь расчеты показывают, что сквид работоспособен вплоть до

$$L_S = L_{\max} = \Phi_0^2 / (2\pi)^2 \alpha_{\min} k_B T = (5,3 \pm 5,6) 10^{-10} \text{ Гн.} \quad (9)$$

Для проверки приведенных рассуждений в [18] был проведен эксперимент по определению максимальной индуктивности, при которой сквид остается работоспособным. Для этого были изготовлены двухиндуктивные сквиды с калиброванными отверстиями, укладываемыми в ряд от 0,8 мм до 2 мм через 0,1 мм. Вплоть до диаметра 1,2 мм и соответственно $L_S \approx 2,5 \cdot 10^{-10}$ Гн визуально не наблюдаются отличия в работе высокотемпературного сквида при $T=78$ К от работы ниобиевого сквида при $T=4,2$ К. Измерения спектральной плотности шумов (рис. 7) показывают, что шумы лежат на уровне шумов колебательного контура и предварительного радиочастотного усилителя, приведенных ко входу сквида $S_{\varphi} \approx 2 \cdot 10^{-4} \Phi_0 / \text{Гц}^{1/2}$, энергетическое разрешение $\approx 2 \cdot 10^{-28}$ Дж/Гц. При диаметре контура квантования D более 1,2 мм собственные шумы начинают превалировать над шумом усилителя. Причем нарастание влияния собственных шумов происходит по экспоненциальному закону $\sim \exp(L_S/L_F)$. Граничным значением D , по нашему мнению, следует признать 1,6 мм и $L_S > 3,5 \cdot 10^{-10}$ Гн (кривая 1). При $l \approx (1 \pm 2)$ такой сквид демонстрирует достаточно устойчивую работу и уровень собственных шумов $\Phi_n \approx 10^{-3} \Phi_0 / \text{Гц}^{1/2}$, энергетическое разрешение $\approx 1,2 \cdot 10^{-27}$ Дж/Гц.

При $D > 1,6$ мм квантовая интерференция наблюдается, однако вольт-эрседная характеристика нестационарна: постоянно изменяется её размах, наблюдаются скачки напряжения. Такая

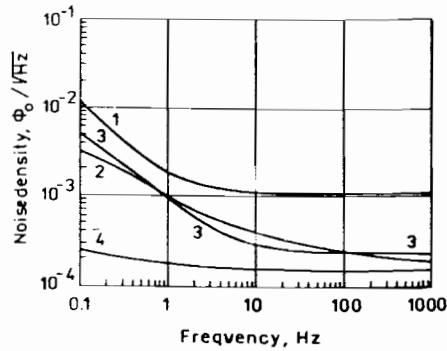


Рис. 7. Спектральная плотность шумов керамических радиочастотных сквидов:

кривая 1 - двухиндуктивный сквид с диаметром контура квантования $D=1,6$ мм и соответственно с индуктивностью $L_S=3,5 \cdot 10^{-10}$ Гн при $T=77,8$ К; кривая 2 - двухиндуктивный сквид с $D=1,2$ мм и $L_S=2,5 \cdot 10^{-10}$ Гн; кривая 3 - одноиндуктивный сквид с $D=0,8$ мм и $L_S=2,5 \cdot 10^{-10}$ Гн; кривая 4 - двухиндуктивный сквид с $D=1,0$ мм и $L_S=2 \cdot 10^{-10}$ Гн при температуре жидкого гелия $T=4,2$ К.

сквид не работает в режиме с обратной связью. При $D=2$ мм и $L_S=10^{-9}$ Гн квантовую интерференцию не удалось наблюдать.

Иная картина, когда речь идет о двухконтактных сквидах постоянного тока. В них индуктивность контура квантования не выполняет шунтирующего действия. Источником шумов являются оба контакта. Порождаемый ими совместно шумовой ток полностью проходит через них, и в результате этого необходимо выполнение условия $L_S \ll L_F$, где $L_F=L_S$ при $\alpha=1$ - флуктуационная индуктивность сквида.

На рис. 8 приведена вольт-амперная характеристика, а на рис. 9 - вольт-потоковая характеристика практического радиочастотного сквида из Y-Ba-CuO при $T=77,8$ К $\alpha D=1,2$ мм, $L_S=2,5 \cdot 10^{-10}$ Гн в полосе 1 кГц и 10 кГц соответственно.

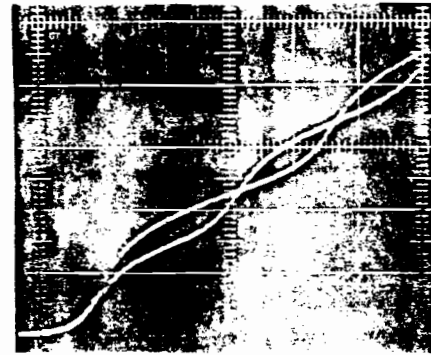


Рис. 8. Вольт-амперная характеристика: зависимость напряжения на выходе амплитудного детектора от амплитуды радиочастотного тока смещения для двухщелевого сквида с $L_S=1,2 \cdot 10^{-10}$ Гн в полосе частот 1 кГц.

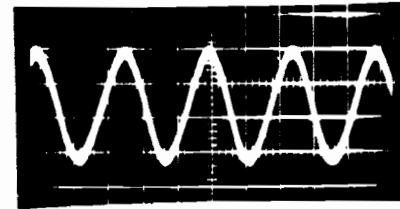


Рис. 9. Вольт-потоковая характеристика: зависимость напряжения на выходе амплитудного детектора от измеряемого магнитного потока при фиксированном значении радиочастотного тока смещения в полосе частот 10 кГц.

1/f - шум в интерферометре

Наиболее серьезной проблемой, которую предстоит решать в будущем для высокотемпературных сквидов, является низкочастотный (типа 1/f) шум в высокотемпературных сквидах. Важность этой проблемы определяется тем, что в области (0-1) Hz эти избыточные флуктуации в несколько раз превышают

уровень белого шума, с одной стороны значительно ухудшая чувствительность приборов, а с другой стороны - в низкочастотной области лежит большинство наиболее интересных практических приложений сквидов. В настоящее время можно назвать по крайней мере два предполагаемых источника шума, которые могут действовать одновременно.

1. Первый и, очевидно, основной источник $1/f$ шума был выявлен из опытов по измерению низкочастотных магнитных шумов высокотемпературных сверхпроводящих плёнок [19] и массивных образцов [20]. Показано, что ниже температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_C спектральная плотность шумов нарастает как $1/f$, причём общий их уровень падает с понижением температуры и повышением плотности критического тока. Авторы [19] увязывают этот избыточный шум с движением и термоактивированными скачками квантов или связок квантов потока в сверхпроводнике по межзеренным границам, авторы [20] - с появлением и флуктуационным распадом случайных контуров с циркулирующими в них токами, состоящих из сверхпроводящих гранул, замкнутых слабыми связями межгранульных границ.

2. Второй источник избыточных шумов обнаружен в [21]. Высокотемпературные сверхпроводники характеризуются слабым первым критическим полем H_{C1} , начиная с которого, в их толщу начинают проникать вихри потока. Перемагничивание образцов носит необратимый характер, наблюдаются петли гистерезиса на кривой $B(H)$ [22]. Поскольку в магнитометрах используется принцип М-ДМ преобразования, то флуктуации потерь на гистерезис в колебательном контуре, связанном со сквидом, вносят прямой вклад в избыточные шумы системы. Подобный же эффект будет иметь место из-за формирования резистивных участков в толще керамики под действием транспортного тока. Формирование резистивных участков в явном виде наблюдалось в экспериментах по исследованию вольт-амперных характеристик

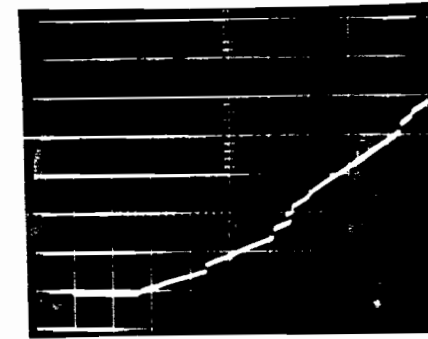


Рис. 10. Вольт-амперная характеристика одиночного джозефсоновского контакта. $I_C(77K) \approx 10 \mu A$.

автономных джозефсоновских контактов из поликристаллической керамики [23]. При увеличении тока через контакт напряжение на нём нарастает ступенями, при этом растёт крутизна характеристики (рис. 10) подобно тому, как это имеет место в явлении проскальзывания фазы. Очевидно, за счёт синхронизации слоёв слабых связей, прилегающих к основному джозефсоновскому контакту, поочередно переходят в резистивное состояние, отмечая свое появление дополнительным скачком напряжения на ВАХ ΔV .

На рис. 11 представлены спектры шумов на выходе амплитудного детектора, измеренные для одиночного колебательного контура (кривая 1) и колебательного контура, связанного со сверхпроводящим кольцом из $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ без специально приготовленного джозефсоновского перехода (кривая 2). Наблюдаемый подъём спектра тем выше, чем меньше плотность критического тока керамики, и чем меньше толщина стенок кольца. Таким образом, с этой точки зрения лучше делать сквиды, содержащие джозефсоновские контакты с малым критическим током, так, чтобы основной параметр $l = (2\pi L_S I_C) / \Phi_0 \approx 1$.

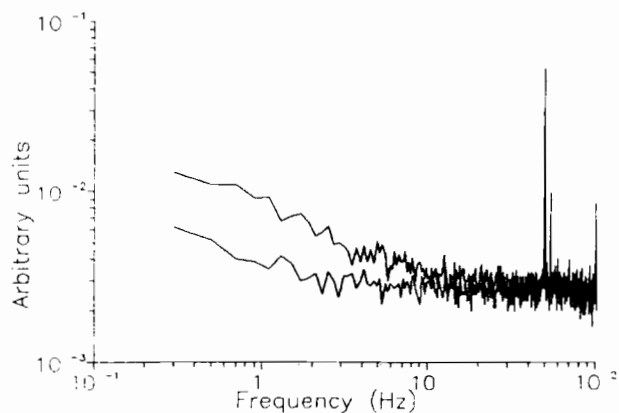


Рис. 11. Спектральная плотность шумов на выходе амплитудного детектора:

кривая 1-для одиночного колебательного контура;

кривая 2-для одиночного колебательного контура, связанного с кольцом из высокотемпературного сверхпроводящего материала.

Все эти вопросы требуют внимательного изучения. Общее же понимание проблемы $1/f$ -шума из экспериментов на сегодня таково, что они, главным образом, связаны с микроструктурой сверхпроводника. Так, уровень шума для наших сквидов из поликристаллической керамики с плотностью тока $\sim (20+30)A/cm^2$ приблизительно в $(1,5+2)$ раза выше уровня шума сквидов той же топологии и тех же размеров из керамики с плотностью тока $\sim (300+450)A/cm^2$ при $T=78K$. При охлаждении керамических сквидов до температуры жидкого гелия ($4,2K$) низкочастотные флуктуации резко падают, и их уровень близок к уровню стандартных ниобиевых сквидов (рис. 7, кривая 4). Это также можно объяснить частично ростом плотности критического тока.

Таким образом, в будущем с совершенствованием технологии приготовления керамики можно ожидать снижения уровня шумов

типа $1/f$ при $T=78K$. Однако они будут всё-таки выше, чем для ниобиевых сквидов при $T=4,2K$ из-за термоактивационных процессов.

Основные характеристики сквидов

К 1989 году появились сообщения из нескольких десятков групп об изготовлении и исследовании радиочастотных сквидов, работающих при температуре жидкого азота (см. табл. 2).

Таблица 2

Параметры:	двухиндуктивный	одноиндуктивный
	сквид	сквид
диаметр контура квантования, мм	1	0,8
$I_0, \mu A$	3	0,15
k	0,155	0,15
$C_T, пФ$	380	220
$f_{p1}, МГц$	20,82	17,35
$f_{p2}, МГц$	21,08	17,7
$L_S, Гн$	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$2,5 \cdot 10^{-10}$
энергетическая чувствительность	$6,6 \cdot 10^{-28}$	$9 \cdot 10^{-28}$
$\epsilon, Дж/Гц$		

Методика определения основных технических характеристик сквида более подробно описана в [9].

Индуктивность сквида может быть получена из равенства:

$$L_S = I_0^2 C_T / \Phi_0^2 (\omega_{p1}^2 - \omega_{p2}^2), \quad (10)$$

где I_0 - значение тока через индуктивность колебательного контура L_T , вызывающего изменение потока в скивде на Φ_0 ;

C_T - ёмкость колебательного контура;

ω_{p1} - резонансная частота колебательного контура, измеряемая при малом уровне накачки, при котором контакт сохраняет сверхпроводимость, и диссипативные процессы в скивде не наблюдаются;

ω_{p2} - резонансная частота колебательного контура, измеряемая при большом уровне накачки, когда джозефсоновский контакт находится в несверхпроводящем состоянии.

Магнитометры и градиентометры на основе ВТСП скивда

При построении низкотемпературных сверхпроводящих квантовых магнитометров и магнитоградиентометров, как правило, прием входных сигналов осуществлялся не самим скивдом, а посредством индуктивно связанного с ним сверхпроводящего трансформатора потока. Такие трансформаторы изготавливаются либо из тонкой сверхпроводящей проволоки, либо из тонкой пленки. Конфигурация приёмной петли зависит от вида измеряемого сигнала [24]. При $T=4,2\text{K}$ с целью уменьшения потерь необходимо выполнять единственное требование к сверхпроводящему трансформатору потока: индуктивность приёмной петли должна быть равна индуктивности, связанной со скивдом. При $T=77\text{K}$ добавляется ещё одно требование: трансформатор не должен создавать избыточных шумов, характерных для высокотемпературных керамических материалов. Нет сомнения, что в будущем эти проблемы будут решены. В настоящее время нет сообщений о создании тонкой проволоки или малозумящих плёнок, сверхпроводящих при $T=77\text{K}$. В связи с этим единственный выход из этой ситуации на данном этапе -

осуществлять приём сигналов непосредственно на сам скивид. Так и было сделано в [15]. Показано, что лучше всего для этой цели использовать однодырочный скивид, т.к. в отличие от модификаций разбалансированных двухдырочных скивидов [25], пример которой показан на рис. 12, он не имеет потерь чувствительности.

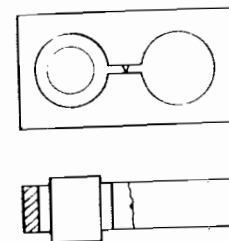


Рис. 12. Двухиндуктивный радиочастотный скивид. Показан один из способов введения разбаланса между отверстиями для повышения чувствительности скивда к внешним магнитным полям [25].

Важнейшим моментом является измерение реальной чувствительности скивда по полю. Поскольку уровень окружающих шумов не удалось снизить ниже $6 \cdot 10^{-11}\text{Tл}$, то радиопрозрачный пластиковый криостат со скивдом был помещён в кольца Гельмгольца, причем так, что сам скивид располагался в геометрическом центре колец. При помощи колец Гельмгольца мы определили период вольт-эрсредней характеристики по полю:

$$B_0 = 3,8 \cdot 10^{-10}\text{Tл}.$$

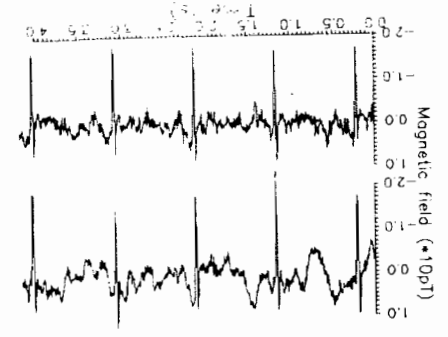
Зная периодичность ВЭХ, легко получить оценку чувствительности скивда по полю

$$\langle B_N \rangle = \langle \Phi_N \rangle B_0 / \Phi_0. \quad (11)$$

где $\langle \Phi_N \rangle$ - спектральная плотность шумов скивда по магнитному потоку.

На рис. 13 показана спектральная плотность шумов по магнитному полю магнитометра на основе одноиндуктивного высокотемпературного ($T=77\text{K}$) скивда. Видно, что в области

рис. 14. Магнитокардиограмма сердца человека, измеренные на магнитометре на основе одноиндуктивного высокотемпературного сквида, б) градиентометром на основе двух одноиндуктивных высокотемпературных сквидов в открытом пространстве, в реальном масштабе времени, в полосе частот от 10 до 20 Гц.



На рис. 14 представлена магнитокардиограмма, зарегистрированная при помощи описанного выше магнитометра в полосе частот 60 Гц в реальном масштабе времени [27]. Магнитокардиограмма снималась в алюминиевом боксе (толщина стенок 5мм) в 20 метрах от ближайшего здания Института научных результатов [26].

Одна из наиболее интересных областей применения сквид-магнитометров является биоматнезизм, в частности, измерение магнитокардиограммы сердца человека. Низкотемпературные сквиды уже давно используются для этой цели и в настоящее время получено много интересных и важных результатов. Таким образом, магнитометр может быть использован для геофизических исследований.

Существует три типа высокотемпературных радиочастотных сквидов, представленных на рис. 5:

1. двухиндуктивный сквид (рис. 5а) [8];
2. тороидальный сквид (рис. 5б) [14];
3. одноиндуктивный сквид (рис. 5в) [15].

Основные параметры высокотемпературных сквидов, изготовленных в различных лабораториях мира на июнь 1989 года, представлены в таблице 1. В ней приведены $\delta\Phi$ -чувствительность по магнитному потоку, δB -чувствительность по магнитному полю, ϵ -энергетическое разрешение, резонансная частота контура накачки, диаметр отверстия, служащего контуром квантования, длина отверстия.

Тепловые шумы сквидов

Особенность высокотемпературных сквидов является то, что при разумных размерах контуров квантования 1мм они работают в пределах больших флуктуаций.

В [18] проведено подробное исследование работы сквида в пределах больших флуктуаций. При этом качество работы автономного контакта и контакта, включенного в контур квантования, оценивалось через вероятность нахождения рабочей точки в основном рабочем интервале по φ [- π + π):

$$P(\varphi, \tau) = \int_{-\pi}^{\pi} p(\varphi, \tau) d\varphi, \quad (8)$$

где $p(\varphi, \tau)$ - функция распределения плотности вероятности φ , которая получена из уравнения Фоккера-Планка-Колмогорова, составленного для уравнения движения (3).

В качестве чувствительного элемента, как уже отмечалось, выступал непосредственно сам однодырочный сквид. Сквид в герметичном медном тонкостенном кожухе размещался на дне биомагнитного криостата, в который был залит в качестве хладагента жидкий азот. Таким образом, сквид находился на расстоянии от грудной клетки, не превышающем 25мм.

Функциональная схема кардиометра представлена на рис. 15. Блоки 1-5 полностью соответствуют блокам на рис. 3, блоки 6, 7 обеспечивают работу сквида в потокозапирающем режиме (с обратной связью), 8 - синхронный сетевой фильтр. ADC - аналого-цифровой преобразователь.

Наблюдения показали, что основной шумовой вклад вносит не сквид, а вариации магнитного поля Земли, промышленные

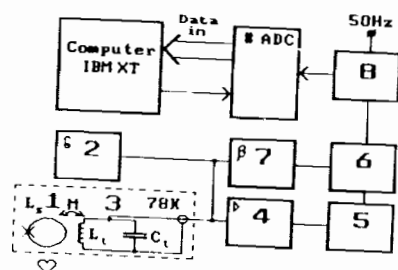


Рис. 15. Функциональная схема магнитокардиометра на основе радиочастотного сквида:

- 1-сверхпроводящий квантовый интерферометр;
 - 2-генератор радиочастотного тока;
 - 3-колебательный контур $L_T C_T$;
 - 4-предварительный усилитель;
 - 5-амплитудный детектор;
 - 6, 7-блоки, обеспечивающие работу магнитометра в режиме с обратной связью;
 - 8-синхронный сетевой фильтр;
- ADC - аналого-цифровой преобразователь.

наводки и, особенно, вибрации, вызванные как вибрацией бокса, так и кипением жидкого азота. Устранение магнитных помех и наводок потребует определённых усилий в дальнейшей работе, но уже в [29] появилось сообщение о построении градиентометра на основе двух однодырочных сквидов. При этом второй сквид располагался сверху над первым на расстоянии 8 см в параллельной плоскости и служил для измерения окружающих шумов и последующего их вычитания из сигнала основного канала. Компенсация однородных шумовых магнитных полей лучше, чем 20. На рис. 146 показана магнитокардиограмма, зарегистрированная градиентометром. Ясно видно, что в выходном сигнале отсутствуют вариации поля Земли и сигнал помехи от вибрации криостата. Чувствительность градиентометра в области белого шума не хуже $2,1 \cdot 10^{-12} \text{Тл/м Гц}^{1/2}$. По предварительным оценкам, максимальное отношение сигнал/шум, которое может быть достигнуто высокотемпературным сквид-магнитокардиометром (при размахе $\text{МКГ} \sim 20\mu\text{T}$), не хуже 10:1 в полосе 60 Гц. По-видимому, такого разрешения будет достаточно не только для уверенного чтения кардиограммы, но и для изучения тонкой структуры при использовании техники усреднения.

Перспективы повышения чувствительности высокотемпературных сквидов

В [23] проведены исследования автономных джозефсоновских контактов из той же поликристаллической керамики, из которой формировались сквиды. Там было определено характерное значение нормального сопротивления R_N , зная которое, можно отыскать предельную чувствительность реальных сквидов из массивной керамики. Постоянная времени интерферометра $\tau = L_S / R_N$. При $L_S \approx 10^{-10} \text{Гн}$, $R_N \approx 2 \text{ Ом}$ [23] $\tau = 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$.

Частота опроса ω_{rf} не может превышать скорости протекающих процессов в сквиде. Тогда можно записать

$$\omega_{rf} < 1/\tau < 4 \cdot 10^{10} \text{ Гц.} \quad (12)$$

Поскольку сквид относится к классу параметрических элементов, то для него также является справедливым общее выражение для их энергетического разрешения:

$$\epsilon = k_B T / 2\omega_{rf} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} / (8 \cdot 10^{10}) = 8,6 \cdot 10^{-32} \text{ Дж/Гц} = 120 \text{ нДж},$$

где h - постоянная Планка ($h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Дж/Гц}$).

Если вести речь о предельной чувствительности, которая вообще может быть достигнута в высокотемпературных сквидах, то, очевидно, это $\epsilon \approx h$, так же, как и для гелиевых сквидов. На первый взгляд, это парадоксальный вывод, т.к. с ростом температуры возрастают тепловые шумы. Однако наряду с этим для обеспечения устойчивости состояния сверхпроводимости природа предусмотрела кратное увеличение значения энергетической щели и, следовательно, скорости протекающих процессов в джозефсоновских контактах [28]. Из тех же соображений, что сквид является параметрическим элементом, нет никаких принципиальных ограничений для того, чтобы добраться до уровня квантовых шумов.

Общим выводом всех приведенных выше рассуждений является то, что, по всей видимости, высокотемпературные сквиды смогут выполнять большинство функций, возложенных на традиционные низкотемпературные сквиды. Доступность жидкого азота позволит широко внедрить эти датчики для построения высокочувствительных измерительных приборов различных физических величин, которые ранее были доступны только хорошо обеспеченным физическим лабораториям. В разработке этих приборов и в направлении достижения их предельного разрешения имеется в настоящее время широкое поле деятельности для исследований.

Считаю своим приятным долгом выразить глубокую признательность М.С. Ройтману, бывшему инициатором этой работы, и Ю.М. Останевичу за полезное обсуждение подготовленной рукописи.

Литература

1. К.К. Лихарев и др. Новые возможности для сверхпроводниковой электроники. М., МГУ, 1988.
2. M.S. Colclough et al. Nature, 1987, 328, p.47-48.
3. C.M. Pegrum et al. Appl. Phys. Lett., 1987, 51, p.1364.
4. N.V. Zavaritsky et al. High- T_c ceramic weak link. Physica C, 1988, v.153-155, p.1405.
5. Б.И. Веркин и др. Квантовая интерференция в высокотемпературных сверхпроводниках. Физика низких температур, 1988, т.14, №1, с.34-38.
6. J.E. Zimmerman et al. Appl. Phys. Lett., 1987, v.51, №8, p.617-618.
7. S. Harrop et al. Noise measurements in two-hole radiofrequency SQUID at liquid-nitrogen temperature. Supercond. Sci. Technol. 1988, v.1, p.68-70.
8. В.И. Шнырков и др. ВЧ-сквиды с чувствительностью 10^{-28} Дж/Гц при азотной температуре. Физика низких температур, 1988, т.14, с.770.
9. V.N. Polushkin, B.V. Vasiliev. Investigations of RF-SQUID at liquid nitrogen temperature. JINR Rapid Communications, №1[34] - 89, p.55.
10. О.В. Лоунасмаа. Принципы и методы получения температур ниже 1К. М., Мир, 1975.
11. J. Clarke. IEEE Trans. Electron. Dev. 1980, v.27, p.1896.
12. M.B. Ketchen. IEEE Trans. Magn., 1981, v.17, p.387.

13. R. N. Koch et al. Low noise thin film $TlBaCaCuO$ DC SQUIDS operated at 77K. IBM Materials, 1989.

14. Y. Zhang et al. Preparation and performance of toroidal $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ -RF-squid. Applied Superconductivity Conference, 1988.

15. Б. В. Васильев, В. Н. Полужкин. Магнитометр на основе одноиндуктивного высокотемпературного сквида. Препринт ОИЯИ Р-13-89-85, Дубна, 1989.

16. Б. М. Рогачевский. 14-я семинар по прикладной сверхпроводниковой электронике. Изд. Ин-та кибернетики АН УССР, Киев, 1989.

17. К. К. Лихарев. Введение в динамику джозефсоновских контактов, М., Наука, 1985.

18. В. Н. Полужкин. ВЧ-сквид в пределе больших флуктуаций. Препринт ОИЯИ, Р13-89-201, Дубна, 1989.

19. M. J. Ferrari et al. Appl. Phys. Lett., 1988, v. 53, №8, p. 695-697.

20. В. И. Шнырков и др. Всесоюзное совещание по высокотемпературной сверхпроводимости. Харьков, ФТИНТ АН УССР, 1988, т. 3, с. 9.

21. Б. В. Васильев, В. Н. Полужкин. ВЧ-сквиды, работающие при температуре жидкого азота. 2-я Всесоюзная конференция по высокотемпературной сверхпроводимости. Изд. ин-та металлофизики АН УССР, Киев, 1989, т. 2, с. 226-227.

22. С. Л. Гинзбург. Низкополевая нелинейная необратимая электродинамика. Там же, с. 3-4.

23. V. N. Polushkin et al. Investigation of $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ Josephson contacts. Dubna, JINR, D13-89-587.

24. R. E. Sarwinski. Superconducting instruments. Cryogenics, 1977, №12, p. 671-679.

25. В. В. Кардовник и др. Всесоюзное совещание по высокотемпературной сверхпроводимости. Харьков, ФТИНТ АН УССР, 1988, т. 3, с. 51.

26. А. Н. Матлашов и др. 14-я семинар по прикладной сверхпроводниковой электронике, 1989, Изд. ин-та кибернетики АН УССР, Киев, 1989.

27. A. G. Likhachov et al. Magnitocardiometer based on single-hole high- T_c squid. Dubna, JINR, D-13-89-586.

28. M. Nissenoff. Cryogenics, 1988, v. 28, p. 47.

29. A. G. Likhachov et al. The Gradiometer based on high temperature one-hole squids. Preprint JINR, D13-89-586, Dubna, 1989.

30. D. A. Konotop et al. Differential high- T_c superconductor squid-based magnetometer. Preprint of Institute for Low Temperature Physics and Engineering, Kharkov, 1989.

31. G. J. Cui et al. A Superconductive shielding can for high- T_c squid. IEEE Trans. on Magn., v. 25, №2, p. 2273-2275.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 ноября 1989 года.