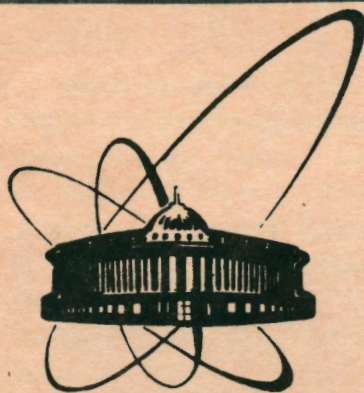


92-340



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

Д13-92-340

В. Н. Полушкин

**ОСНОВЫ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ  
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СКВИДОВСКИХ СИСТЕМ  
В ИНТЕГРАЛЬНОМ ИСПОЛНЕНИИ**

**Часть II. Высокотемпературные сквиды**

Направлено в журнал "Сверхпроводимость: физика,  
химия, техника"

**1992**

### 3. СКВИДЫ

Сквид представляет собой сверхпроводящий квантовый интерферометр, т.е. кольцо из сверхпроводящего материала, замкнутое через один или два джозефсоновских перехода, с цепью считывания информации о состоянии интерферометра. Помимо эффекта Джозефсона в сквидах работает эффект квантования магнитного потока в кольце, который делает их нелинейными активными элементами с неединственным состоянием устойчивого равновесия. Естественно, что с повышением рабочей температуры  $T$ , а следовательно, флуктуационного теплового тока в джозефсоновских переходах  $I_F$ , растет вероятность появления самопроизвольных скачков рабочей точки из одного состояния устойчивого равновесия в другое. Чтобы обеспечить устойчивую работу интерферометров, на индуктивность их контура квантования  $L_S$  накладывается ограничение:  $L_S$  не должна заметно превосходить флуктуационную индуктивность  $L_F$ , впервые введенную в [1].

Флуктуационная индуктивность - это такая индуктивность интерферометра, при которой энергия тепловых флуктуаций становится равной энергии, которую нужно затратить, чтобы перевести рабочую точку в одно из соседних состояний устойчивого равновесия:

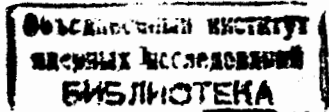
$$L_F = \frac{\phi_0^2}{(2\pi)^2 k_B T} \quad (3.1)$$

При  $T=77\text{K}$   $L_F \approx 10^{-10}$  Гн.

С превышением значения  $L_F$  вероятность самопроизвольных скачков рабочей точки  $P(\phi, t)$  растет пропорционально  $\sim \exp(-\frac{\pi}{2} \frac{L_F}{L_S})$ . Согласно [2], при  $L_S \approx (4-5)L_F$   $P(\phi, t) \approx 0,1$  за период времени  $\Delta t \approx 5\tau_0$ , где  $\tau_0$  - постоянная времени сквида. На практике это означает фактически полную потерю работоспособности датчика.

В тонкопленочных интерферометрах, чтобы обеспечить  $L_S \leq 10^{-10}$  Гн, диаметр контура квантования не должен превышать  $\approx 50\text{мкм}$  [3].

В качестве общего замечания к главе 3 хотелось бы отметить, что существующая теория сквидов написана для случая  $L_S \ll L_F$ . В практических и тонкопленочных, и массивных ВТСП-сквидах при  $T=77\text{K}$  данное условие, как правило, не выполняется. Поэтому, прежде чем использовать выражение для сигнальных и шумовых характеристик низкотемпературных сквидов, необходимо предварительно оценивать погрешность, которая может быть заложена в них из-за невыполнения  $L_S \ll L_F$ .



Для прикладных целей наибольшее распространение получили два типа скивдов: с одним и с двумя переходами Джозефсона. По способу опроса их состояния они получили названия соответственно скивды переменного и постоянного тока. В свою очередь, в зависимости от частоты опроса скивды переменного тока называют либо радиочастотными, либо СВЧ-скивдами.

Необходимо указать на ряд отличных подробных обзоров, посвященных обоим типам скивдов, работающих при температуре жидкого гелия [4,5]. Поскольку динамика керамических скивдов в основном ничем не отличается от динамики ниобиевых, то, чтобы избежать повторений, в этой главе очень кратко введем только понятия для их основных сигнальных и шумовых параметров, а затем приведем значения этих параметров для лучших на сегодня керамических датчиков при  $T=77K$ .

### 3.1. Радиочастотные скивды. Принцип действия. Основные соотношения

Согласно [6], выражение для магнитного потока внутри сверхпроводящего кольца, замкнутого через джозефсоновский переход, может быть записано в следующем виде:

$$\phi = \phi_e - L_S I_C \sin(2\pi\phi/\phi_0), \quad (3.2)$$

где  $\phi_e$  - полный внешний магнитный поток, приложенный к скивду,  $L_S$  - индуктивность скивда,  $\phi_0 \approx 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}$  - квант магнитного потока. В (3.2) предположено, что  $C=0$ ,  $\frac{d\phi}{dt} = 0$ .

Выражение (3.2) более удобно записать в нормированном виде:

$$\phi = \phi_e - l \sin\phi, \quad (3.3)$$

где  $\phi = 2\pi\phi/\phi_0$ ,  $\phi_e = 2\pi\phi_e/\phi_0$ ,  $l = \frac{2\pi L_S I_C}{\phi_0}$ .

$l$  - это основной параметр интерферометра, определяющий режим его работы. Если  $l < 1$ , функция  $\phi = f(\phi_e)$  однозначна, и датчик работает в безгистерезисном режиме как параметрическая индуктивность. При  $l > 1$  зависимость  $\phi = f(\phi_e)$  содержит гистерезисные петли, как это показано на рис. 1.

Согласно теоретическим расчетам, сделанным в [7,8], безгистерезисный режим в принципе позволяет добиться лучшего отношения сигнал/шум, чем в случае с  $l > 1$ . Однако на практике этот режим не используется, так как трудно обеспечить устойчивую работу реальных скивдовских систем без серьезного их усложнения. Тем не менее, учитывая однозначность  $\phi = f(\phi_e)$ , этот режим может быть полезен для получения

токофазового соотношения в джозефсоновских переходах в явном виде, как это уже отмечалось в главе 1, часть 1.

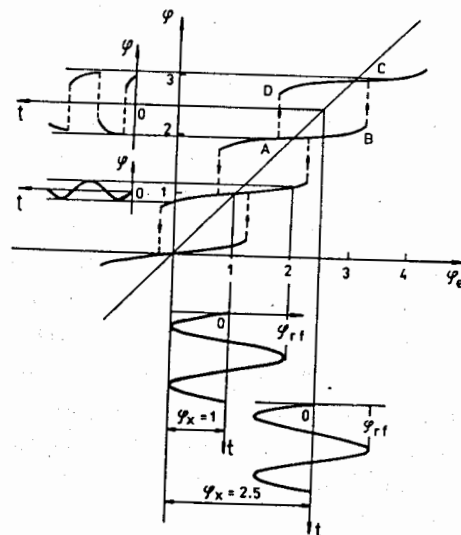


Рис. 1. Зависимость внутреннего магнитного потока  $\phi$  от внешнего  $\phi_e$  для радиочастотного интерферометра, работающего в гистерезисном режиме.

Реальные измерительные системы строятся на радиочастотных скивдах, работающих при  $l > 1$ . Проще всего понять принцип действия датчика в этом режиме, если использовать отдельные цепи для ВЧ-смещения интерферометра и считывания с него информации, показанные на рис. 2. В данном случае скивд

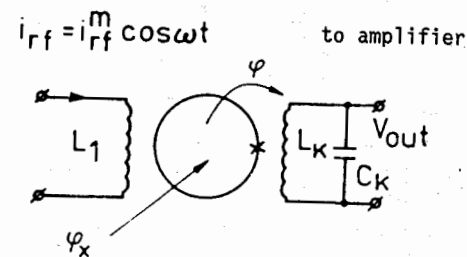


Рис. 2. Сверхпроводящий квантовый интерферометр с отдельными цепями смещения  $L_1$  и опроса его состояния  $L_k C_k$ .  $\phi_x$  - измеряемый магнитный поток.

работает как классический параметрический элемент. Через индуктивность  $L_1$  пропускается радиочастотный ток с фиксированной амплитудой, который создает опрашивающий магнитный поток  $\phi_{rf} = \phi_{rf}^m \cos \omega_{rf} t$ . При изменении

измеряемого магнитного потока  $\phi_x$  размах суммарного потока внутри кольца  $\phi$  изменяется таким образом, как это показано на рис.1 для  $\phi=f(\phi_e)$ , где  $\phi_e=\phi_x+\phi_{rf}$ . Поток внутри кольца  $\phi$  считается при помощи колебательного контура  $L_k C_k$ , который может быть настроен как на частоту  $\omega_{rf}$ , так и на высшие гармонические составляющие, т.е.  $n\omega_{rf}$ , где  $n=2,3,4\dots$

Считывание информации с использованием раздельной накачки не нашло применения в сквидах, работающих в жидком гелии. Отчасти это связано с тем, что данный подход требует дополнительного соединительного кабеля, идущего из комнатной температуры и потому увеличивающего расход хладагента. В условиях работы в жидком азоте есть смысл более тщательно исследовать раздельную накачку, так как, согласно [8], с ней можно добиться более высокого коэффициента преобразования магнитного потока в напряжение по сравнению со стандартным способом опроса, особенно в том случае, если использовать радиочастотный ток смещения специальной формы.

Стандартная схема считывания информации в радиочастотном сквиде представлена на рис.3. В этой схеме интерферометр индуктивно связан с

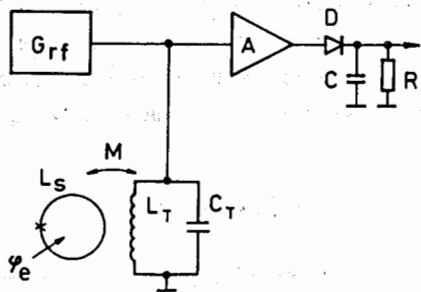


Рис.3. Стандартная схема опроса состояния интерферометра в радиочастотном сквиде.  $G_{rf}$  - генератор радиочастотного тока смещения, А - радиочастотный предварительный усилитель, D, C, R - амплитудный детектор.

колебательным контуром  $L_T C_T$ , на который подается радиочастотный ток смещения  $i_{rf}$  от генератора тока  $G_{rf}$ . Сущность взаимодействия интерферометра с колебательным контуром состоит в том, что при обходе петель гистерезиса на  $\phi=f(\phi_e)$  (рис.1) интерферометр вносит активные потери в контур, модулируя тем самым амплитуду радиочастотного напряжения на нем. Глубина модуляции зависит от амплитуды тока смещения  $i_{rf}^m$  и измеряемого магнитного потока  $\phi_x$ .

На рис.4 представлены радиочастотные вольт-амперные характеристики колебательного контура, связанного с интерферометром при  $\phi_x=n$  и  $\phi_x=(n+1/2)$ . Если зафиксировать амплитуду радиочастотного тока смещения ( $I_{rf}^0$  на рис.4), то при  $\phi_x=n$  мы будем иметь максимальное значение пикового напряжения на контуре  $V_{TMAX}$ , а при  $\phi_x=(n+1/2)$  соответственно минимальное -  $V_{TMIN}$ . При значениях  $\phi_x$ , лежащих в интервале между  $n$  и  $(n+1/2)$ ,  $V_T$  также будет занимать промежуточные значения между  $V_{TMAX}$  и  $V_{TMIN}$ . На врезке рис.4 показана зависимость  $V_T$  от  $\phi_x$  при фиксированной амплитуде

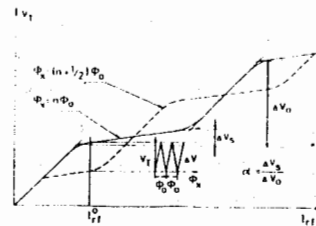


Рис.4. Радиочастотная вольт-амперная характеристика (зависимость напряжения на колебательном контуре  $V_T$  от пиковых значений радиочастотного тока смещения  $I_{rf}^0$ ) сквида со стандартной схемой опроса состояний интерферометра. На врезке показана вольт-потоковая характеристика ( $V_T=f(\phi_x)$ ) радиочастотного сквида.

радиочастотного тока смещения  $I_{rf}^0$ . Эта зависимость называется вольт-потоковой характеристикой радиочастотного сквида.

Крутизна линейного участка вольт-потоковой характеристики  $\eta = \frac{\partial V_T}{\partial \phi_x}$  в рабочей точке называется коэффициентом преобразования магнитного потока в напряжение сквида. Согласно [9],

$$\eta \approx \frac{(1-\alpha)\omega_{rf}}{k} \sqrt{\frac{L_T}{L_S}}, \quad (3.4)$$

где  $\alpha$  - параметр наклона плато РЧ-ВАХ сквида, введенный в [10]. Метод определения этого параметра показан на рис.4.  $\omega_{rf}$  - частота радиочастотного тока смещения,  $k$  - коэффициент связи интерферометра с колебательным контуром.

Естественно, что выражение (3.4) для коэффициента преобразования имеет удовлетворительную точность в определенных интервалах составляющих его параметров. В частности, в [11] найдено, что для достижения максимального значения  $\eta$  необходимо обеспечить условие  $k^2 Q \approx \pi/2$ , где  $Q$  - добротность колебательного контура без интерферометра.

При температуре жидкого азота колебательный контур имеет низкую

добротность, если его индуктивность представляет собой тонкую спиралевидную планарную катушку. В связи с этим обеспечение условия  $k^2 Q = \pi/2$  в тонкопленочных сквидах является непростой задачей. Оригинальное решение этой задачи предложено авторами [12]. В этой работе для повышения эффективной добротности контура  $Q_{eff}$  в предварительном усилителе предусмотрена местная положительная связь, идущая на вход колебательного контура. При этом:

$$Q_{eff} = \frac{Q}{1 - K_o(\omega)\beta_o(\omega)} \quad (3.5)$$

где  $K_o(\omega)\beta_o(\omega)$  - петлевой коэффициент усиления местной положительной обратной связи. Естественно,  $K_o(\omega)\beta_o(\omega)$  не должна слишком близко приближаться к 1, так как сквид может перейти в автогенераторный (автодинный) режим работы. При этом возникнут биения частот автогенерации и тока смещения, что приведет к нестабильности работы сквида в целом.

Попутно заметим, если строить радиочастотный сквид в интегральном исполнении, то автодинный режим может оказаться предпочтительнее стандартного из-за ненадобности в генераторе радиочастотного тока смещения. Прекрасная схемная реализация этого режима описана в [13].

### 3.2. Тепловой шум в радиочастотных сквидах

Суммарная спектральная плотность шумового потока сквида определяется следующим выражением:

$$S_{\phi}^{\Sigma} = S_{\phi}^1 + S_{\phi}^P + S_{\phi}^{TC} \quad (3.6)$$

где  $S_{\phi}^1, S_{\phi}^P, S_{\phi}^{TC}$  - соответственно спектральные плотности шумов интерферометра, предусилителя и колебательного контура, приведенные ко входу интерферометра. Для дальнейшего совершенствования радиочастотных сквидов необходимо знать, вклад какого элемента в  $S_{\phi}^{\Sigma}$  является наибольшим. Задача разделения суммарного шума  $S_{\phi}^{\Sigma}$  на составляющие в случае интерферометра, работающего при  $T=77K$ , существенно усложняется в связи с тем, что мы не можем использовать аналитическое выражение для  $S_{\phi}^1$ , полученное ранее в ниобиевых сквидах через параметры резистивной модели джозефсоновского перехода, по причине невыполнения условия  $L_S \ll L_F$ .

Однако в [14] была предпринята попытка, используя совокупный метод измерения, общую теорию цепей и специально сконструированный охлаждаемый предусилитель, рассчитать составляющие  $S_{\phi}^{\Sigma}$ . Для определения шума усилителя и колебательного контура использовались следующие соотношения:

$$S_{\phi}^P = (1/\eta)^2 4k_b T_p R_d \quad (3.6)$$

$$S_{\phi}^{TC} = (1/\eta)^2 4k_b T_{TC} R_d^2 / R_{TC} \quad (3.7)$$

где  $T_p$  - шумовая температура предусилителя,  $R_{TC} = Q\omega_{rf} L_T$ ,  $R_d$  - динамическое сопротивление колебательного контура, связанного с интерферометром, в той точке радиочастотной ВАХ сквида, в которой измерялась суммарная спектральная плотность  $S_{\phi}^{\Sigma}$ .

В результате вычислений и измерений выяснено, что шум интерферометра можно определять с удовлетворительной точностью при помощи выражения, впервые введенного в [10], а затем слегка модифицированного в [9]:

$$S_{\phi}^1 = \frac{\eta^2 \pi \Phi_o^2}{(1-\eta)^2 \omega_{rf}} \quad (3.8)$$

К сожалению, детальных измерений составляющих  $S_{\phi}^{\Sigma}$  для интерферометров из тонкой монокристаллической пленки еще не проводилось. Для достаточно высококачественного интерферометра из поликристаллической керамики соотношение между  $S_{\phi}^1, S_{\phi}^P, S_{\phi}^{TC}$  приведено в таблице 1. Как видно из этой

Таблица 1

Частота ВЧ-смещения $f = \omega_{rf}/2\pi$ , МГц	Шумовая температура усилителя $T_p, K$	$\gamma_c$	Спектральная плотность шумового потока, $\Phi_o/\Gammaц^{1/2}$	
			$(S_{\phi}^1)^{1/2}$	$(S_{\phi}^{\Sigma})^{1/2}$
10	80	1.8	$1.83 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$
20	50	1.7	$1.35 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$
40	90	1.7	$0.95 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$

таблицы,  $S_{\phi}^1$  многократно превышает  $S_{\phi}^P + S_{\phi}^{TC}$ . Так как  $S_{\phi}^{\Sigma}$  для сквидов из поликристаллической керамики с точностью (10-20)% совпадает с  $S_{\phi}^{\Sigma}$ , измеренной в [15,16] для тонкопленочных сквидов, то с большой вероятностью можно предположить, что в последних имеет место подобная же картина.

Как было выяснено также, экспериментальное значение  $S_{\phi}^1$  значительно превышает теоретическую оценку  $S_{\phi}^1 \approx 0,25 \cdot 10^{-10} \Phi_o^2 / \Gammaц$  [17]. Причина такого расхождения прояснится после того, как будет получено токофазовое соотношение в джозефсоновском контакте в явном виде [10, с.215]. Полной уверенности, что  $f(\phi) = \sin \phi$  в созданных радиочастотных сквидах нет, так



как, например, приведенная в [16] ВАХ слабой связи характерна для перехода с поведением, подобным джозефсоновскому за счет когерентного движения вихрей.

Для того чтобы иметь возможность сравнивать шумовые свойства сквидов, обладающих различными индуктивностями контуров квантования  $L_S$ , используется параметр, называемый разрешением по энергии:

$$\epsilon = S_{\phi}^2 / 2L_S \quad (3.9)$$

Поскольку основной вклад в  $S_{\phi}^2$  вносит интерферометр, то, согласно (3.6), разрешение по энергии должно снижаться пропорционально росту частоты опроса  $\omega_{rf}$ . Соблюдение этого закона проверено вплоть до 360 МГц [14, 15, 18].

### 3.3. Практическая реализация радиочастотных сквидов.

#### Показатели качества

Исторически радиочастотные интерферометры сначала изготавливались из массивной поликристаллической керамики. Они представляли собой сверхпроводящее кольцо, замкнутое через слабую связь, в качестве которой использовались одна или несколько естественных межзеренных границ, оставляемых в результате механического скрайбирования. Хотя сквиды данного типа с близкими сигнальными и шумовыми характеристиками были получены в нескольких лабораториях практически одновременно, хронологически первым сообщением об этом появилось в печати от группы Циммермана [19]. Это очень символично и справедливо по отношению к выдающимся заслугам ученого, внесшего решающий вклад в создание ниобиевых сквидов, в понимание динамики протекающих в них процессов и давшего своими работами мощнейший импульс их практическим применениям.

Исследование массивных керамических интерферометров позволило уже на раннем этапе сделать вывод не только о том, что возможно в принципе создать практические сквиды, работающие при температуре жидкого азота, но и достичь при этой же температуре энергетического разрешения, близкого к квантовому пределу  $\epsilon \approx h$  [20]. Такой вывод снял синдром пессимизма в отношении будущего ВТСП-электроники и способствовал разворачиванию широкомасштабных работ по синтезу и исследованию регулярных джозефсоновских структур в интегральном исполнении.

Значительный избыточный шум в низкочастотной области, а также отсутствие тонкой сверхпроводящей при  $T=77K$  проволоки для изготовления катушки связи в настоящее время заметно ослабило интерес к массивным

сквидам. Однако нужно отметить, что к моменту написания статьи им пока принадлежат рекордные значения разрешения по энергии  $\epsilon \approx 2,6 \cdot 10^{-29}$  Дж/Гц среди радиочастотных сквидов и чувствительности по магнитному полю  $\delta B \approx 5 \cdot 10^{-14}$  Тл/Гц<sup>1/2</sup> среди ВЧ- и ПТ-сквидов в области белого шума [18].

О создании радиочастотных интерферометров из тонкой монокристаллической пленки практически одновременно было сообщено в двух работах - [15, 16]. В обоих датчиках слабые связи были сформированы на основе искусственно выращенной межзеренной границы в ступенчато-торцевой конфигурации. Основные параметры лучших ВЧ-сквидов и частотные зависимости их разрешения по энергии представлены соответственно в таблице 2 и рис. 5.

Основные параметры ВЧ-СКВИДов Таблица 2

Тип перехода	Индуктивность интерферометра, $L_S$ , Гн	Частота накачки, $\omega_{rf}/2\pi$ , МГц	Основной параметр, I	Параметр наклона $\alpha$	Крутизна ВЧ, $\rho$ , кВ/°	Спектральная плотность шума $(S_{\phi}^2)^{1/2}$ , $\mu\text{В}/\text{Гц}^{1/2}$	Литература
Естественная межзеренная граница	$2 \cdot 10^{-10}$	360	8	-	-	$5 \cdot 10^{-5}$	[70]
Step-edge Junctions	$0,6 \cdot 10^{-10}$	27	1	0,5	36	$1,5 \cdot 10^{-4}$	[69]
	$1,5 \cdot 10^{-10}$	27	1	0,5	36	$1,5 \cdot 10^{-4}$	[68]
	$1,25 \cdot 10^{-10}$	150	1	-	40	$0,8 \cdot 10^{-4}$	[68]

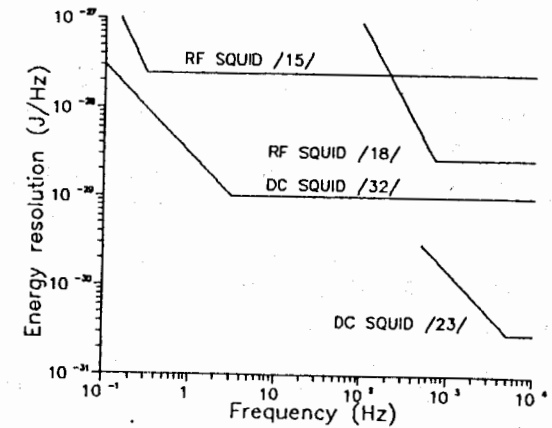


Рис. 5. Частотная зависимость разрешения по энергии ВЧ- и ПТ-сквидов, работающих при  $T=77K$ .

Поскольку в рабтах [15,16] не дано четких графиков радиочастотных вольт-амперных характеристик, шумовой температуры предусилителя, а также в связи с тем, что не выполнено условие  $L_S \ll L_F$ , на данном этапе нет возможности сделать заключение о соответствии экспериментально определенных параметров существующей теории ВЧ-сквидов.

Крупным достижением следует признать результат, полученный в [15] в области  $1/f$  шума. Как видно из рис.5, при разрешении по энергии  $1,5 \cdot 10^{-28}$  Дж/Гц избыточный низкочастотный шум начинает проявлять себя только с 0,3 Гц. Это серьезный прорыв вперед для большого числа практических применений.

### 3.4. Сквиды постоянного тока

Сквид постоянного тока представляет собой сверхпроводящий контур, замкнутый через два джозефсоновских перехода с цепями смещения и считывания информации (рис.6а). Вольт-амперная характеристика двухконтактного интерферометра представлена на рис.6б. Как и в радиочастотном интерферометре, при изменении внешнего магнитного потока  $\phi_X$  ВАХ осциллирует между двумя крайними кривыми при  $\phi_X = n$  и  $\phi_X = n+1/2$ . Если через интерферометр пропустить постоянный ток смещения  $I_B$ , то напряжение на нем будет  $2\pi$ -периодической функцией  $\phi_X$  (рис.6в).

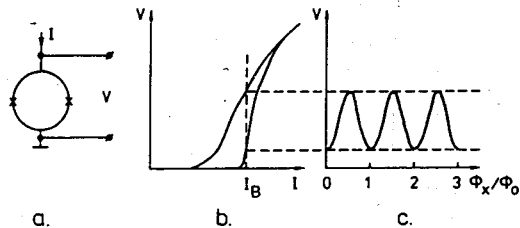


Рис.6. а - схематическое изображение сквида постоянного тока; б - вольт-амперная характеристика сквида; в - вольт-поточковая характеристика сквида.

Согласно [5,21], динамика сквида постоянного тока описывается системой уравнений:

$$\beta_C \frac{d^2 v}{d\tau^2} + \frac{dv}{d\tau} + \sin v \cos \delta = i_{n,v}(\tau), \quad (3.10)$$

$$I \frac{d^2 \delta}{d\tau^2} + \frac{d\delta}{d\tau} + \cos v \sin \delta + \frac{2}{\beta_C} (\delta - \phi_X) = i_{n,\delta}(\tau),$$

где  $\beta_C = \frac{2\pi I_C R^2 C}{\Phi_0}$ ,  $v = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}$ ,  $\delta = \frac{\phi_1 - \phi_2}{2}$ ,  $\phi_1, \phi_2$  - разности фаз параметра порядка на переходах,  $\tau = \frac{2\pi R I_C}{\Phi_0} t$  - нормированное время,  $I = 2L_S I_C / \Phi_0$ ,  $\langle i_{n,v}(\tau + \Delta\tau) i_{n,v}(\tau) \rangle = \langle i_{n,\delta}(\tau + \Delta\tau) i_{n,\delta}(\tau) \rangle = \Gamma \delta(\Delta\tau)$ ,  $\Gamma = 2\pi k_b T / I_C \Phi_0$ ,  $\delta(\Delta\tau)$  - дельта-функция Дирака.

В настоящее время еще не найдено общее аналитическое решение системы уравнений (3.10) относительно  $\delta$  и  $v$ . В связи с этим на практике осуществляется их численное интегрирование. Систематическое изложение результатов численного интегрирования при различных значениях входящих в (3.10) параметров представлено в [5]. Чтобы избежать повторов, мы не будем переизлагать эти результаты, а ограничимся одним общим замечанием относительно динамики ПТ-сквида.

Так же, как и радиочастотный сквид, сквид постоянного тока является параметрическим элементом. Согласно [22], предельное разрешение по энергии для параметрических элементов  $\epsilon \approx k_b T / \omega$ , где  $\omega$  - частота опроса. В ПТ-сквиде при пропускании тока смещения  $I_B \geq I_C$  джозефсоновские переходы начинают поочередно переключаться из сверхпроводящего состояния в нормальное и обратно, как бы взаимно опрашивая друг друга. Результатом этих переключений и является детектированное напряжение на интерферометре, зависящее от  $\phi_X$ . Если пренебречь емкостью джозефсоновских переходов ( $\beta_C \ll 1$ ), то при экранирующем факторе  $I \approx 1$  характеристическая частота определяется постоянной времени интерферометра -  $\omega_p = R_N / L_S$ . Отсюда

$$\epsilon = k_p \frac{k_b T}{\omega_p} = k_p \frac{L_S}{R_N} k_b T, \quad (3.11)$$

где  $k_p$  - коэффициент пропорциональности.  $k_p = 6,7$  в [5],  $k_p = 9$  в [21].

Исследование в [23] ПТ-сквидов, сформированных на бикристаллических слабых связях, показало, что их тепловой шум находится в хорошем согласии с выражением (3.11) при  $k_p = 9$ .

Так как характеристическая частота двухконтактного интерферометра  $\omega_p / 2\pi > 10^{10}$  Гц, а цепи опроса одноконтактного сквида на таких частотах сильно усложняются, то можно заключить, что высокочувствительные интегральные ВТСП - сквид - системы предпочтительнее реализовывать на двухконтактных интерферометрах.

Согласно (3.11), для того чтобы улучшить разрешение по энергии в ПТ-сквидах при фиксированной температуре, нужно снижать  $L_S$  и увеличивать  $R_N$ . Естественно, что в практических сквидах возможности снижения  $L_S$  и

увеличения  $R_N$  далеко не беспредельны. Так при  $L_S \rightarrow 0$  скивид не может быть связан с внешним миром, и, следуя [24], во избежание серьезных потерь при передаче сигнала от входных цепей на интерферометр желательно обеспечить значение  $L_S$  порядка  $10^{-10}$  Гн.

Возможности повышения  $R_N$  ограничиваются характерным напряжением джозефсоновских переходов.  $V_C = I_C R_N$ , с одной стороны, и с другой - условием малости тепловых флуктуаций  $\Gamma \ll 1$ , согласно которому при  $T=77K$   $I_C$  должен быть больше (20-30) мкА. Как видно из таблицы 2 [часть I], для лучших джозефсоновских переходов из YBaCuO характерное напряжение лежит в интервале (50-300) мкВ при  $T=77K$ . Таким образом, достижимое на сегодня с этими джозефсоновскими переходами разрешение по энергии при  $T=77K$  и  $L_S = 10^{-10}$  Гн  $\epsilon \approx (10^{-31} - 10^{-30})$  Дж/Гц. В [23] сообщено о создании скиvida, показавшего  $\epsilon \approx 3 \cdot 10^{-31}$  Дж/Гц в области белого шума. Это лучший на сегодня результат. Такое разрешение по энергии вполне достаточно для большинства практических применений.

Если не обеспечить условие малости тепловых флуктуаций  $\Gamma \ll 1$ , то в джозефсоновских переходах скиvida интенсифицируется процесс термоактивированного синхронизированного проскальзывания фазы [25], который, как показано в [26,27], приводит к снижению крутизны преобразования  $\eta = \partial V / \partial \phi_x$  и, в свою очередь, согласно (3.9), к ухудшению  $\epsilon$ . Кстати, при  $\Gamma \ll 1$  и экранирующем факторе  $l \approx 1$  крутизна преобразования  $\eta \propto I_C R_N / \Phi_0$  [21]. Это еще более наглядно показывает настоятельную потребность в увеличении  $V_C$  в джозефсоновских переходах.

Еще одним важным показателем качества тонкопленочных ПТ-скивидов является гистерезисный параметр  $h = \Delta\Phi / \Delta\phi_x$ , где  $\Delta\Phi$  - сдвиг точек вольт-поточковой характеристики по магнитному потоку при ее прохождении в прямом и обратном направлениях, т.е. при изменении  $\phi_x$  от 0 до  $\Delta\phi_x$  и обратно. Для первых ВТСП-скивидов были характерны высокие значения  $h$  [28]. С улучшением качества пленок и джозефсоновских переходов параметр  $h$  снижен до  $10^{-4}$ , что сравнимо с ниобиевыми датчиками.

Скивиды постоянного тока сформированы на основе всех рассмотренных нами в главе 2 [часть I] типов слабых связей. Наиболее важные параметры лучших датчиков каждого типа, работающих при температуре жидкого азота, приведены в таблице 3 и рис.5.

### 3.5. 1/f-шум в скивидах

Достигнутое в ПТ-скивидах разрешение по энергии в области белого шума

$\epsilon \approx 3 \cdot 10^{-31}$  Дж/Гц является удовлетворительным практически для всех возможных

Таблица 3

Основные параметры ПТ-скивидов

Тип переходов	Индуктивность интерферометра, $L_s$ , Гн	Экранирующий фактор, $l$	Гистерезисный параметр, $h$	Крутизна ВПХ $\eta$ , мкВ/ $\Phi_0$	Разрешение по энергии, Дж/Гц		Литература
					теоретич.	эксперим.	
Бикристаллические	$0,7 \cdot 10^{-10}$	1,7	$< 2 \cdot 10^{-3}$	17		$4,3 \cdot 10^{-29}$ (10 Гц)	[78]
	$0,13 \cdot 10^{-10}$	1	$10^{-4}$		$3 \cdot 10^{-31}$	$3 \cdot 10^{-31}$ (70кГц)	[131]
Биэпитаксиальные	$1,1 \cdot 10^{-10}$	-	-	1,5	-	$5 \cdot 10^{-30}$ (3 кГц)	[31,79]
Ступенчатоторцевые	$0,2 \cdot 10^{-10}$	1	-	50	-	$1 \cdot 10^{-29}$ (5 Гц)	[80]
YBaCuO/Ag/YBaCuO	$1,0 \cdot 10^{-10}$	-	-	0,2	-	-	[44]

их применений. Однако, как показывают эксперименты, при таком  $\epsilon$  в низкочастотной области, начиная с  $f \approx 10^3 - 10^4$  Гц, над белым шумом превалируют избыточные флуктуации с энергетическим спектром  $S_\phi^{ex}$ , пропорциональным  $1/f$ . Снижение чувствительности, обусловленное этими флуктуациями, столь сильно, что в том случае, если не удастся их значительно подавить, для ВТСП-скивидов будет закрыт ряд важных областей практических применений, среди которых, например, магнитоэнцефалография. В связи с этим поиск источников, ответственных за избыточный шум, приобрел сейчас первостепенное значение.

К дате написания обзора в печати опубликовано значительное количество теоретических работ, посвященных  $1/f$ -шуму в высокотемпературных сверхпроводниках, например, [34, 35, 36 и др.]. Подход при их написании часто универсален. Сначала делается предположение о возможном существовании какого-либо термоактивированного скачкообразного физического процесса со случайно распределенными временными интервалами между скачками, затем берется лоренцево усреднение по ансамблю скачков и показывается в явном виде наличие  $1/f$ -компоненты в результирующей спектральной плотности.

Нет смысла приводить здесь анализ теоретических работ.  $1/f$ -шум вездесущ. Его можно выявить во всех физических объектах и реальных физических процессах. В силу этого невозможно однозначно идентифицировать источник  $1/f$ -шума без определенного знания микроскопической природы высокотемпературных сверхпроводников и в нашем частном случае, в



дополнение к этому, микроскопической природы слабосвязанного поведения. Учитывая это, на данном этапе будет разумно ограничиться только кратким перечислением экспериментальных фактов, полученных в результате изучения качественных тонких пленок и регулярных джозефсоновских структур.

1. Измерение локальной намагниченности тонких пленок  $\text{YBaCuO}$  при помощи сквида показало в явном виде наличие в пленке телеграфного шума, который возникает от термически активированных скачков единичных магнитных вихрей между двумя пиннинговыми состояниями в узком температурном диапазоне [37]. Таким образом, существование одного источника  $1/f$ -шума в сквиде от смещения магнитных силовых линий случайных скачков вихрей (магнитный шум) можно считать однозначно установленным [38].

2. В [26] показано, что в сквидах, приготовленных из высококачественных пленок, магнитный шум проявляет себя в диапазоне температур 82–85К. При  $T=77\text{K}$  полностью доминирует  $1/f$ -шум от джозефсоновских переходов.

3. Избыточный шум в джозефсоновских переходах, сформированных на межзеренных границах, можно трактовать как флуктуации критического тока, если ток смещения  $I_B \approx I_C$ , и как флуктуации проводимости, если  $I_B \gg I_C$  [39]. При этом установлено, что флуктуации критического тока и проводимости являются коррелированными процессами.

4. Согласно [27], флуктуации критического тока в большеугловых межзеренных границах нельзя удовлетворительно объяснить в рамках модели флуктуаций потенциала туннельного барьера из-за наличия в нем электронных ловушек [40] или модели тепловых флуктуаций внутри коррелированного объема сверхпроводника [41], которые хорошо работали в низкотемпературных туннельных джозефсоновских переходах.

5. Частота, при которой  $1/f$ -шум начинает превалировать над белым шумом в ступенчато-торцовых переходах, приблизительно на порядок ниже аналогичной частоты в бикристаллических и биэпитаксиальных переходах [32, 26, 42].

6. Как показано в [43], в основе слабосвязанного поведения различных типов джозефсоновских переходов могут лежать различные механизмы подавления транспортных свойств в сверхпроводниках. Следовательно, и источники  $1/f$ -шума в различных типах джозефсоновских переходов могут быть разными. Изучение в [43, 44] зависимостей удельного сопротивления гетероэпитаксиальной  $\text{YBaCuO}/\text{PrBaCuO}/\text{YBaCuO}$  структуры от температуры и толщины слоя  $\text{PrBaCuO}$  показало следующее:

-слабосвязанное поведение джозефсоновских переходов данного типа полностью определяется слоем  $\text{PrBaCuO}$ ;

-полученные экспериментальные кривые лучше всего могут объяснены, если гетероэпитаксиальный переход рассматривать как SNINS структуру и принять, что в слое  $\text{PrBaCuO}$  имеются сильные центры магнитного разрушения куперовских пар.

С интерпретациями всех этих экспериментальных данных можно познакомиться в приведенных здесь работах, а также в имеющихся в них ссылках.

#### 4. Электроника

##### 4.1. СКВИД в потокозапирающем режиме

Для того, чтобы исключить погрешность от нелинейности вольт-поточковой характеристики сквида и обеспечить линейный аналоговый отклик на воздействие  $\Phi_x$  от долей кванта до нескольких десятков или сотен  $\Phi_0$ , интерферометр, как правило, включается в систему с обратной связью в качестве нуля-индикатора магнитного потока (рис.7а). В этой системе напряжение на интерферометре, функционально связанное с  $\Phi_x$ , усиливается при помощи предусилителя 2. В том случае, если предусилитель построен на базе полевых транзисторов, необходимо предусмотреть меры, чтобы собственный шум усилителя, приведенный к его входу, не превосходил шума интерферометра и не ухудшал тем самым общую чувствительность

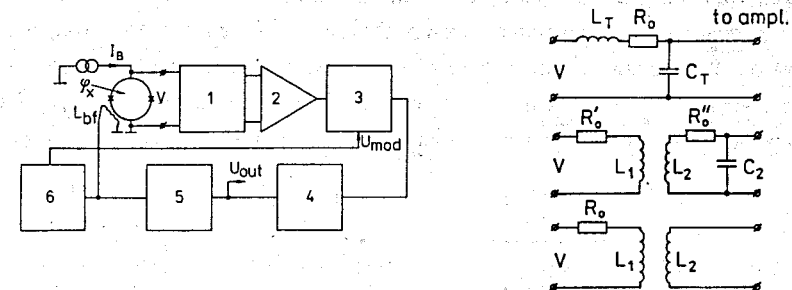


Рис. 7. а - блок-схема сквид-системы, демонстрирующей работу интерферометра в потокозапирающем режиме; б - цепи согласования импедансов интерферометра и предусилителя.

сквид-системы. С этой целью, во-первых, усилительный тракт системы с обратной связью строится по принципу М-ДМ (модулятор-демодулятор) преобразования. При этом в качестве модулятора выступает сам сквид. Он перемножает измеряемый сигнал  $\Phi_x$  с прямоугольным модулирующим потоком

$\phi_{mod}$ , подающимся от генератора модуляции 6 через индуктивность  $L_{fb}$ . Спектр частот  $\phi_x$  переносится в окрестность частоты модуляционной несущей  $\omega_{mod}$ , значение которой выбирается из соображения требуемой полосы пропускания сквид-системы в целом. Во-вторых, между интерферометром и усилителем предусматривается согласующая их импедансы цепь-1. Разновидности наиболее часто используемых согласующих цепей представлены на рис. 7б. Сравнительный теоретический анализ этих цепей сделан в [45]. Согласно результатам этого анализа при температуре жидкого азота также реально подобрать условия, при которых шум согласующей цепи и предварительного усилителя будет меньше шума интерферометра.

Далее на рис. 7а показан синхронный детектор 3, демодулирующий сигнал на выходе усилителя, инерционное звено 4 и цепь обратной связи 5. Если системе необходимо придать астатический характер, то в качестве инерционного звена используется интегратор, если главным критерием является достижение максимально возможной глубины обратной связи, то предпочтительней использовать синтезированный по Боде фильтр низких частот [46].

#### 4.2. Модель сквид-системы по огибающей

Если соблюдается условие  $2\pi\Delta F \gg \omega_{mod} \gg \omega_m$  ( $\Delta F$  - полоса пропускания согласующей цепи 1 на рис. 7а,  $\omega_{mod}$  - частота модуляционной несущей,  $\omega_m$  - малосигнальная полоса пропускания сквид-системы), то мы имеем возможность при рассмотрении динамики сквид-системы не учитывать модуляционную несущую. Блок-схема сквид-системы по огибающей представлена на рис. 8. На этом рисунке  $U_m$  - размах вольт-поточковой характеристики интерферометра, измеряемый на выходе предусилителя,  $n(t)$  - суммарный шум интерферометра,

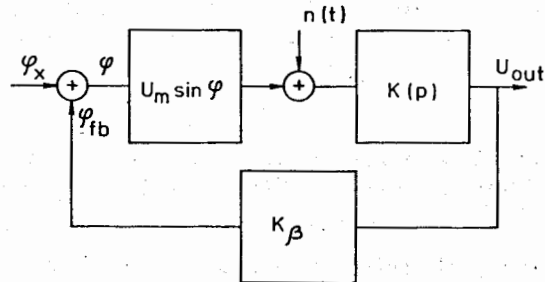


Рис. 8. Блок-схема сквид-системы по огибающей. цепей согласования и предусилителя. Оба параметра измеряются на выходе усилителя.

Как видно, сквид в потокозапирающем режиме представляет собой нелинейную систему с неединственным состоянием устойчивого равновесия. Отсюда соотношение между значениями основных параметров системы, скоростью изменения полезного сигнала  $\dot{\phi}_x$ , и спектральной плотностью шума  $n(t) - N_0$  не может быть выбрано произвольным. Если какой-либо из перечисленных факторов выйдет за пределы допустимых значений, то мы необходимо сталкиваемся со сбоями в работе, т.е. нежелательными перескоками рабочей точки на соседние ветви вольт-поточковой характеристики сквида, которые приводят к появлению систематической погрешности или делают проведение измерений невозможным.

$$\text{Пусть } n(t)=0, \text{ а } K(p)=\frac{1}{p\tau_1}.$$

Тогда уравнение движения для системы будет иметь вид

$$\dot{\phi} = \dot{\phi}_x - \omega_m \sin \phi, \quad (4.1)$$

$$\text{где } \omega_m = \frac{U_m K \beta}{\tau_1}. \quad (4.2)$$

Делая подстановку  $y = \text{tg} \left[ \frac{\phi}{2} - \frac{\pi}{4} \right]$ , получаем частный случай уравнения Риккарти:

$$\dot{y} + \kappa y^2 + \xi = 0, \quad (4.3)$$

$$\text{где } \kappa = \frac{1}{2} \left[ \omega_m + \dot{\phi}_x \right], \quad \xi = \frac{1}{2} \left[ \omega_m - \dot{\phi}_x \right].$$

При  $0 < \dot{\phi}_x < \omega_m$ .

Решение (4.3) имеет следующий вид:

$$\phi = 2 \arctg \frac{\text{tg} \left[ \frac{\phi_0}{2} - \frac{\pi}{4} \right] \sqrt{\kappa \xi} - \xi \text{th} \sqrt{\kappa \xi} t}{\sqrt{\kappa \xi} - \text{tg} \left[ \frac{\phi_0}{2} - \frac{\pi}{4} \right] \kappa \text{th} \sqrt{\kappa \xi} t} + 2\pi(n+1/4) \quad (4.4)$$

$\phi(t)$  - представляет собой функцию с максимумом при  $t \rightarrow \infty \phi_0 = \arcsin(\dot{\phi}_x / \omega_m)$  (рис. 9, кривая 1). То есть система функционирует в нормальном рабочем режиме (режим удержания). На фазовой плоскости (рис. 10, кривая 1) видно, что в заданном диапазоне  $\dot{\phi}_x / \omega_m$  является точкой устойчивого равновесия (точка притяжения), к которой рабочая точка будет устремляться на интервале

$$-\pi - \arcsin(\dot{\phi}_x / \omega_m) < \phi < \pi - \arcsin(\dot{\phi}_x / \omega_m). \quad (4.5)$$

При скорости изменения внешнего сигнала  $\dot{\phi}_x > \omega_m$  фазовая траектория (рис. 10, кривая 2) не пересекается с осью  $\phi$ . Из этого, а также из решения (4.3) для данного случая

$$\phi = 2\arctg \frac{\operatorname{tg} \left[ \frac{\phi_0}{2} - \frac{\pi}{4} \right] \sqrt{-\kappa \xi} - \xi \operatorname{th} \sqrt{-\kappa \xi} t}{\sqrt{-\kappa \xi} - \operatorname{tg} \left[ \frac{\phi_0}{2} - \frac{\pi}{4} \right] \kappa \operatorname{th} \sqrt{-\kappa \xi} t} + 2\pi(n+1/4), \quad (4.6)$$

которое представляет собой бесконечную монотонно возрастающую функцию

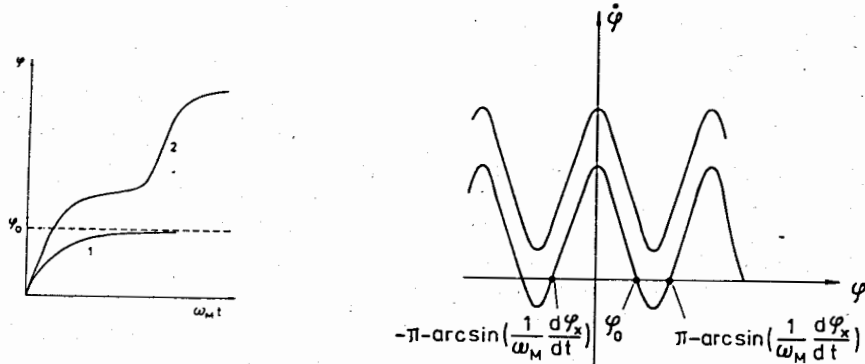


Рис. 9. (слева) Временная зависимость потока некомпенсации  $\phi$ . Кривая 1 -  $\dot{\phi}_x < \omega_m$ , кривая 2 -  $\dot{\phi}_x > \omega_m$ .  $\omega_m$  - граничная частота полосы пропускания.

Рис. 10. (справа) Фазовая плоскость сквид-системы по огибающей. Кривая 1 -  $\dot{\phi}_x < \omega_m$  (режим удержания),  $\phi_0$  - точка устойчивого равновесия, кривая 2 -  $\dot{\phi}_x > \omega_m$  (режим проскальзывания фазы).

(рис. 9 кривая 2), следует, что система входит в режим проскальзывания приведенного значения магнитного потока некомпенсации  $\phi$ , то есть рабочая точка перескакивает на соседние ветви  $F(\phi) = U_m \sin \phi$ .

Из анализа (4.1-4.6) следует: для повышения качественных показателей системы необходимо наращивать  $\omega_m$ . Однако увеличение  $\omega_m$  не может быть бесконечным. Чтобы показать это, учтем в уравнении движения (4.1)  $n(t)$ . При этом примем, что  $n(t)$  - белый шум с нулевым средним значением и односторонней спектральной плотностью  $N_0/2$ , а  $\phi_x = 0$ . Тогда

$$\dot{\phi} + \omega_m \sin \phi = \frac{K\beta}{\tau} n(t). \quad (4.7)$$

Определим число сбоев в течение заданного интервала  $\Delta t$  как

$$\phi = \frac{\Delta t}{t}, \quad (4.8)$$

$$\text{где } t_a = \int_{-\phi_g}^{\phi_g} \int p(\phi, t) dt d\phi - \quad (4.9)$$

среднее время до первого пересечения марковского случайного процесса  $\phi$  через заданную поглощающую границу  $\phi_g$ .

Функция распределения  $p(\phi, t)$  находится из уравнения Фоккера-Планка, составленного для (4.7),

$$\frac{\partial p(\phi, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \phi} [(\omega_m \sin \phi) p(\phi, t)] + \frac{K\beta N_0}{4\tau_1} \frac{\partial^2 p(\phi, t)}{\partial \phi^2} \quad (4.10)$$

с начальным и нормирующим условиями:

$$p(\phi, 0) = \delta[\phi - \phi(0)] \quad \text{при } |\phi| < \phi_g,$$

$$p(\phi, t) = 0 \quad \text{при } |\phi| \geq \phi_g,$$

Согласно [47, 48], при  $\phi = \pi/2$

$$\phi = \frac{\omega_m}{\pi} \exp \left( \frac{2U_m^2}{N_0 \omega_m^2} \right) \Delta t. \quad (4.11)$$

Таким образом, максимальное значение  $\omega_m$  должно выбираться из соображений допустимого числа сбоев в работе прибора за время измерения  $\Delta t$ .

Более подробно вопросы динамики сквид-системы с учетом шумовых воздействий изложены в [49, 50].

#### 4.3. Модель сквид-системы с учетом модуляционной несущей

Согласно (4.11), при спектральной плотности шума  $(S_\phi^\Sigma)^{1/2} = (N_0)^{1/2} / \eta \approx 10^{-4} \phi_0 / \Gamma \text{ц}^{1/2}$  реально обеспечить  $\phi$  менее одного раза в течение нескольких суток для системы с  $\omega_m / 2\pi \approx 25 \text{кГц}$ . В настоящее время основные трудности при построении систем с такой полосой пропускания преодолены. Однако  $(S_\phi^\Sigma)^{1/2} \approx 10^{-6} \phi_0 / \Gamma \text{ц}^{1/2}$  предоставляет потенциальную возможность построить устойчивую систему с граничной частотой  $\omega_m / 2\pi$  несколько десятков МГц. В данном случае условие  $2\pi \Delta F \gg \omega_{\text{mod}} \gg \omega_m$  реализовать значительно сложнее. На первый план выходит проблема согласования интерферометра с предусилителем. С ростом  $\omega_{\text{mod}}$  сам предусилитель начинает работать в частотном диапазоне, в котором его собственный шум не минимален, а, во-вторых, начинает расти его входной ток. Все это в конечном итоге ухудшает шумовые и динамические параметры системы. Даже в низкотемпературных сквидах проблему построения согласующего устройства никак нельзя считать преодоленной. Наоборот, над ее решением ведется сейчас интенсивная работа: постоянно появляются все новые и новые схемные варианты, альтернативные тем, что показаны на рис. 76.

Здесь следует отметить следующие:

- преобразование выходного сигнала интерферометра в цифровую форму при помощи дополнительного ПТ-сквида с гистерезисными джозефсоновскими переходами [51, 52];

- использование двояных ПТ сквидов [53, 54];
- работа с серией последовательно включенных ПТ сквидов [55];
- исключение согласующей цепи [56], когда высокая чувствительность по магнитному полю сохраняется за счет наращивания собственной индуктивности интерферометра.

Применимость альтернативных согласующих цепей в быстродействующих интегральных ВТСП сквид-системах еще предстоит выяснить. Во всех отношениях не будет излишним знать, как должны соотноситься между собой  $\Delta F, \omega_{mod}, \omega_m$ , чтобы обеспечить абсолютную устойчивость системы и приемлимую динамическую погрешность. Для этого необходимо проанализировать уточненную модель сквид-системы, которая должна включать в себя инерционность согласующей цепи  $K_1(s)$ , а также цепи модуляции - M и детектирования CD (рис. 11). Такой анализ сделан в [57] с применением математического аппарата

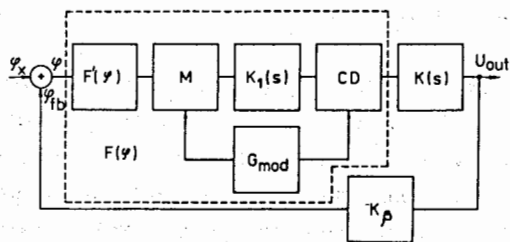


Рис. 11. Блок-схема сквид-системы с учетом модуляционной несущей.

эквивалентных передаточных матриц. Согласно расчетам, при отсутствии паразитных инерционностей в петле система абсолютно устойчива при  $\omega_{mod} \geq (1, 2-1, 3)\omega_m$ . Отношение  $\Delta F/\omega_m$  оказывает существенно меньшее влияние на частотные характеристики, чем  $\omega_{mod}/\omega_m$ . Однако при  $\omega_{mod}/\omega_m = (1, 5-2)$  невыполнение условия  $2\pi\Delta F \gg \omega_{mod}$  приводит к появлению периодического импульсного сигнала в петле системы на частоте  $2\omega_{mod}$ . Продуктом перемножения этого сигнала с модуляционной несущей являются низкочастотные флуктуации на выходе. Если связанная с ними допустимая погрешность не должна превышать  $\delta \approx 0,01\Phi_0$ , необходимо обеспечить  $\Delta F \geq (4, 5/2\pi)\omega_{mod}$ .

В заключение этой главы отметим еще один немаловажный фактор. Если избыточный шум в ПТ-сквиде действительно вызван флуктуациями критического тока, то он может быть существенно подавлен, реверсивно переключая ток смещения  $I_B$  синхронно с модулирующим магнитным потоком [58]. В [59, 60],

используя этот подход, добились снижения  $1/f$  шума в ВТСП ПТ сквид-магнитометре на частоте 10 Гц более чем в 3 раза. Это позволяет еще более оптимистично смотреть на будущее ВТСП сквидов.

## 5. Применение ВТСП-сквидов

Как мы видели, сквиды представляют собой чувствительные элементы, реагирующие на изменения магнитного потока. Однако в сочетании с первичными преобразователями физических величин в магнитный поток они становятся удивительно разносторонними [9]. Благодаря исключительно высокому разрешению по энергии все построенные на сегодня сквид-системы характеризуются способностью не только регистрировать сверхмалые сигналы, но и оказывать самое минимальное воздействие на объект измерения, то есть, если и искажать, то минимально информацию, которую несет в себе исследуемый источник. Поэтому сейчас трудно представить себе без сквидов современное состояние медицины, техники физического эксперимента, метрологии, геофизики и других областей науки и техники.

Нужно сказать, что с точки зрения построения чувствительных элементов на основе сквида, улучшение энергетического разрешения не является самоцелью. Известно, что, устремив  $L_S \rightarrow 0$ , можно достигнуть  $\epsilon$ , близкое к квантово-механическому пределу  $\hbar$ , уже с имеющимися значениями  $V_c$ . Однако при передаче измеряемого сигнала на сквид с экстремально низкой  $L_S$  (то есть малым диаметром контура квантования) потери могут быть столь велики, что достигнутый выигрыш по  $\epsilon$  в целом обернется проигрышем по чувствительности к измеряемому сигналу. Очень показательной в этом плане является цитирувавшаяся уже работа [56]. Увеличив диаметр контура квантования сверх общепринятого и серьезно проиграв в разрешении по энергии, авторы, упростив систему, улучшив её динамические характеристики, сохранили чувствительность по магнитному полю на уровне самых лучших сквид-магнитометров за счет увеличения коэффициента передачи первичного преобразователя магнитного поля в магнитный поток.

Необходимым звеном практически всех первичных преобразователей физических величин в магнитный поток  $\Phi_x$  является входная катушка, индуктивно связанная с интерферометром и передающая  $\Phi_x$  на интерферометр через эту индуктивную связь. В интегральных датчиках входная катушка представляет собой планарную спираль, выполненную из тонкой пленки сверхпроводника [61]. Сначала на подложку напыляется тонкая ВТСП-пленка и формируется полоска (1 на рис. 12б), которая будет служить одним из

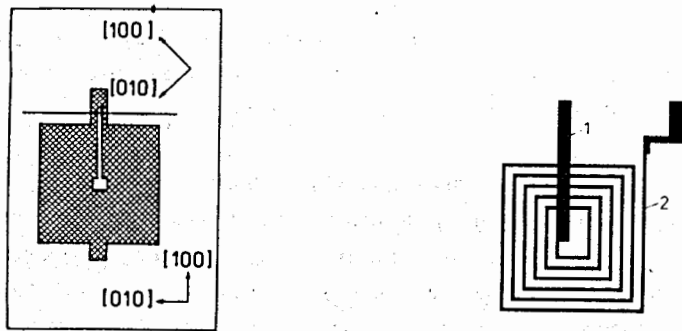


Рис. 12. Схематическое изображение сквида (а) и входной спиралевидной катушки индуктивности (б), которая накладывается сверху на сквид через тонкий изолирующий слой.

электродов. Затем сверху выращивается эпитаксиально слой диэлектрика. В этом слое протравливается окно, через которое осуществляется сверхпроводящая связь сформированной на выращенном диэлектрическом слое спирали 2 с электродом 1. Для того чтобы обеспечить максимальный коэффициент связи  $\alpha$ , между входной катушкой и контуром квантования интерферометра (рис. 12б), необходимо по возможности точно совместить их геометрические центры и обеспечить минимальное расстояние между ними. Поэтому катушка механически прижимается к интерферометру через тонкий слой майлара [62], если она изготовлена на отдельной подложке, либо формируется через субмикронный слой диэлектрика на одном чипе с интерферометром [31].

Отметим, что уменьшение расстояния, разделяющего катушку и интерферометр, приводит к увеличению емкостной связи между ними. Эта емкостная связь приводит к перераспределению высокочастотных опрашивающих токов в интерферометре, образует паразитные резонансные контуры, что сильно модифицирует вольт-потоктовую характеристику ПТ-сквида и может в целом ухудшить его сигнальные и шумовые параметры. В связи с этим вопросы согласования ПТ-сквида с входной катушкой составляют серьезную проблему, которая даже вылилась в самостоятельное направление исследований. В НТСП-сквидах предлагались следующие подходы при ее решении:

- шунтирование переходов емкостью [63, 64], резисторами [65], индуктивностью [66];
- многоконтурные сквиды [67];
- многоступенчатые трансформаторы для входного сигнала [68] и др.

Для ВТСП интегральных структур проработка затронутого вопроса - дело будущего, так как на данном этапе (10-20) витковые катушки имеют невысокие значения входной индуктивности (50-75) нГн, а коэффициент связи  $\alpha$  при этом

не превышает 0,3-0,5. Более насущна сейчас обработка технологии изготовления катушки, где имеются специфические трудности, вытекающие из экстремально низкой длины когерентности. Необходимо избежать образования слабых связей при переходе от нижнего электрода к спирали и при пересечении витками спирали торцов окна и нижнего электрода. В [31, 42, 69, 70, 71], по-видимому, не добились полного отсутствия слабых связей, так как усредненная плотность критического тока в катушках составила  $10^4-10^5$  А/см<sup>2</sup>.

### 5.1. Магнитные измерения с ВТСП-сквидами

Простейший магнитометр на основе массивного ВТСП-сквида впервые был описан в [72]. Как уже отмечалось, в области белого шума массивный сквид способен показать разрешение по магнитному полю лучше чем  $10^{-13}$  Тл/Гц<sup>1/2</sup>, так как при диаметре контура квантования 1 мм легко получить шумовой поток  $\leq 10^{-4} \phi_0 / \text{Гц}^{1/2}$  и фокусирующий фактор  $\eta > 10$ . Однако из-за отсутствия реальной перспективы снизить избыточный низкочастотный шум в массивных гранулированных сверхпроводниках с большой вероятностью можно утверждать, что в подавляющем большинстве практических применений магнитометры будут строиться в интегральном исполнении. В интегральных ВТСП-магнитометрах, с целью повышения их чувствительности, предпочтительно использовать сверхпроводящий трансформатор магнитного потока. Для его построения к электродам входной катушки присоединяется сверхпроводящая петля  $L_p$ , которая, как правило, напыляется одновременно с входной катушкой  $L_i$ . Согласно [73], коэффициент усиления по магнитному полю такого трансформатора

$$G = 1 - \frac{A_p}{\eta A_s} \frac{\alpha(L_i L_s)^{1/2}}{L_i + L_p}, \quad (5.1)$$

где  $A_p$  - площадь приемной петли,  $\eta A_s$  - эффективная площадь контура квантования сквида, а чувствительность магнитометра по магнитному полю

$$S_B^\Sigma(\omega) = \frac{S_\phi^\Sigma(\omega)}{\eta A_s |G|} + S_B^T(\omega), \quad (5.2)$$

где  $S_B^T(\omega)$  - спектральная плотность магнитного шума, создаваемого трансформатором.

Тщательные исследования трансформаторов при помощи низкотемпературных сквидов показали [73], что в области низких частот  $S_B^T(\omega)$  состоит из двух компонент:

- а) "прямой вклад" от скачков магнитных вихрей;



б) "непрямая" компонента от экранирующих токов, возбуждаемых в замкнутой сверхпроводящей петле движением вихрей.

"Непрямая" компонента доминирует в шуме трансформатора.

Согласно [73], на данном этапе общая чувствительность интегральных магнитометров, работающих при  $T=77\text{K}$ , определяется шумом сквида. Лучшее на сегодня значение  $S_B^2(1\text{Гц})=0,09\text{рТл/Гц}^{1/2}$  при  $T=77\text{K}$  сообщено в [42]. В этой работе площадь приемной петли  $A_p=81\text{мм}^2$ , коэффициент связи  $\alpha=0,5$ , а усиление  $G=83$ . Трансформатор и сквид были сформированы на разных подложках.

Более высокий коэффициент усиления  $G=127$  достигнут в магнитометрах, в которых сквид и трансформатор сформированы на одном чипе [31]. Такой чип представляет собой либо восьми-, либо пятнадцатислойные гетероэпитаксиальные структуры (!!!). Хотя шумовые параметры пока не сообщены, тем не менее устойчивая работа созданного монолитного интегрального магнитометра при температуре жидкого азота позволяет отнести его к разряду крупнейших достижений в области сверхпроводниковой электроники.

Одним из традиционных применений сквид-систем является магнитокардиография. Регистрация магнитного поля сердца была осуществлена уже неоднократно как с помощью массивного [74], так и тонкопленочного сквида [75]. Достигнуто достаточно хорошее отношение сигнал/шум  $\approx 10:1$  (рис.13). Тем не менее трудно предсказать сейчас будущее ВТСП-

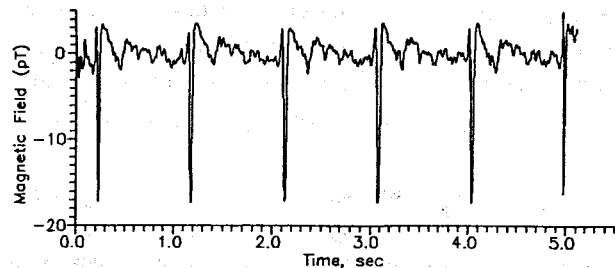


Рис.13. Магнитокардиограмма, измеренная при помощи ВТСП-сквида, в алюминиевом экране.

сквид-магнитокардиографии. Даже если приемную петлю трансформатора потока сформировать как планарный градиентометр первого порядка, вряд ли удастся полностью отстраниться от внешних мешающих факторов и проводить измерения вне экранированного объема.  $\mu$ -металлические экранирующие компаты громоздки и очень дороги. В этом отношении гелиевые магнитокардиометры, прекрасно работающие в открытом пространстве, имеют неоспоримое преимущество. Более

оптимистичной выглядит перспектива создания многоканальных суперсистем с адаптивной компенсацией внешних помех. Здесь, если удастся уменьшить  $1/f$ -шум до приемлимого уровня, замена жидкого гелия на жидкий азот будет серьезным достоинством.

В [76] массивный сквид был применен для измерения релаксации магнитного момента в ВТСП-монокристаллах, то есть выступил в роли простейшего измерителя восприимчивости. Миниатюрный тонкопленочный ВТСП-сквид-измеритель магнитной восприимчивости мог бы найти довольно широкое применение во многих областях науки и техники, где есть потребность в исследовании свойств материалов. Опыт создания такого измерителя, работающего при температуре жидкого гелия, имеется [77]. В [78] он был использован, например, для изучения магнитных спектров полупроводников с пикосекундным разрешением.

Опубликовано большое количество работ, посвященных исследованию ВТСП-экранов при помощи ВТСП-сквидов.

Сам по себе ВТСП-экран является важнейшим элементом сверхвысокочувствительных измерений. Оценка уровня шума внутри экранированного объема, осуществляемая при помощи ВТСП-сквидов, способствовала работам по синтезу материалов с повышенной энергией пиннинга. Экраны из  $\text{YBaCuO}$  с добавками порошка сплава  $\text{Ag-Sn}$ , охлажденные в квазинулевом поле, не создают избыточного магнитного шума на уровне чувствительности массивного сквида [79]. Коэффициент ослабления внешнего поля такого экрана  $K=10^7$ . Поле проникновения составляет более  $10\text{Oe}$ . Таким образом, он может быть с успехом использован для экранирования чувствительных измерительных цепей от вариаций магнитного поля Земли и промышленных магнитных помех.

Наряду с этим сквид, помещенный внутрь сверхпроводящей трубы, позволяет с высокими точностью и чувствительностью исследовать динамику проникновения внешнего магнитного поля и поведение высокотемпературного сверхпроводника в сверхслаборезистивном состоянии. В частности, увеличивая внешнее магнитное поле, можно в явном виде наблюдать переход сверхпроводника последовательно через:

- режим термоактивированных скачков слабозаимодействующих вихрей;
- режим термоактивированного крипа; коллективные срывы магнитных вихрей;
- режим течения магнитного потока.

Достигнутая в ВТСП-сквид-магнитометрах чувствительность вполне достаточна для их применения в геофизических системах [80] и системах

неразрушающего контроля [81]. Правда, в настоящий момент еще не проведено в этих областях серьезных расчетов, которые показали бы, какую новую информацию можно получить, заменив традиционные приборы на сверхпроводниковые.

### 5.2. Электрические измерения с ВТСП-сквидами

Появление интегрального ВТСП-сквида стало возможным благодаря тому, что совершен новый качественный скачок в развитии тонкопленочной технологии. Отсюда организация серийного производства этих датчиков может сдерживаться из-за ее высокой стоимости, которая в случае отсутствия массового рынка сбыта сделала бы сами датчики дорогими и тем самым еще более сократила бы число вероятных потребителей. В [4] высказана заслуживающая внимание мысль о том, что наличие даже единственной области широкого применения сделало бы стоимость сквидов приемлемой и открыло бы возможность для их применения в том числе и в тех областях, в которых ожидаемый рынок сбыта невелик.

Как уже отмечалось во введении, массовым потребителем ВТСП-сквидов может стать область электрических измерений.

Согласно общей философии измерительной техники, возможно построить точную быстродействующую и высокочувствительную систему только в том случае, если мы имеем точный, хотя и быстродействующий слабочувствительный элемент, быстродействующий, хотя и неточный слабочувствительный элемент и, наконец, высокочувствительный, хотя и недостаточно быстродействующий неточный элемент. Таким образом, если поставить задачу поднятия общего уровня чувствительности парка измерительных приборов и систем без ущерба их прочим показателям качества, ВТСП-сквид может выступить в качестве того фундаментального составного элемента, который и обеспечит решение этой задачи.

На рис. 14 представлена функциональная схема усилителя (или пиковольметра) на основе ВЧ-сквида из массивной керамики [82]. На рис. 15 представлена экспериментально измеренная спектральная плотность шума по напряжению этой системы -  $S_v^{\Sigma}$ . Видно, что в области белого шума  $S_v^{\Sigma}$  составляет  $40 \text{ пВ}/\text{Гц}^{1/2}$ . Сравнение с лучшими полупроводниковыми усилителями показывает [83], что уже этот ВТСП-сквид-усилитель имеет серьезное преимущество по уровню шума при сопротивлении источника сигнала  $R_s < 15 \text{ Ом}$  (рис. 16).

Согласно [82] в данной конкретной системе сквид имел разрешение по энергии

$5 \cdot 10^{-28} \text{ Дж}/\text{Гц}$  и входная катушка была изготовлена из тонкого медного

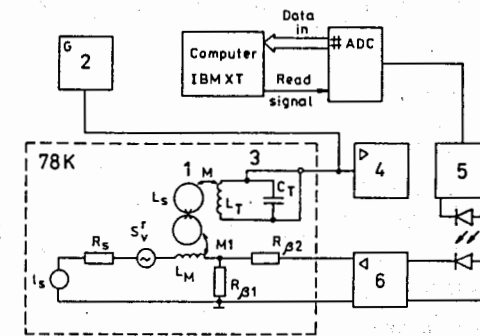


Рис. 14. Функциональная схема пиковольметра (усилителя) на основе ВТСП-ВЧ-сквида.

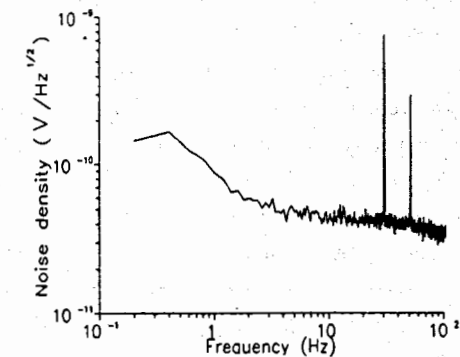


Рис. 15. Спектральная плотность шума по напряжению ВЧ-сквид-пиковольметра.

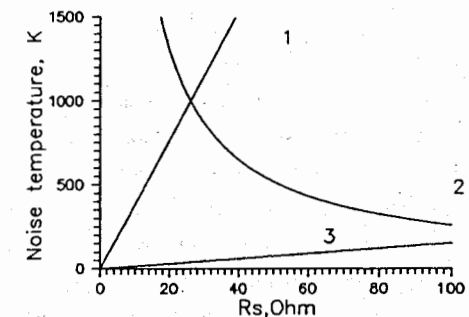


Рис. 16. Зависимость шумовой температуры от выходного сопротивления источника сигнала. Кривая 1 - ВЧ-сквид-усилитель (экспериментальная кривая); кривая 2 - полупроводниковый усилитель [83], кривая 3 - ПТ-сквид-усилитель (расчетная кривая).

провода, что делает ее источником значительного шума. Расчеты показывают:

использование интегрального сквида с  $\epsilon \approx 10^{-30}$  Дж/Гц и сверхпроводящей входной катушкой позволило бы снизить собственный тепловой шум практического усилителя до субпиковольтового уровня и, кроме того, обеспечить:

- входное сопротивление  $> 10^5$  Ом;
- полосу частот 0-1МГц;
- динамический диапазон 120-140дБ.

Одновременное сочетание таких характеристик может быть достигнуто только в усилителях на НТСП-сквидах.

Возможно, внедрение ВТСП-сквид-усилителей следовало бы начать:

1) с непосредственного создания пиковольметров для обеспечения высокочувствительных четырехточечных измерений в физических и метрологических лабораториях;

2) а также разработкой быстродействующего маломушящего интегрального операционного суперусилителя, полностью работающего при температуре жидкого азота, в котором сквид-усилитель выполнял бы роль референтного канала.

Операционный усилитель является необходимым составным элементом всех без исключения приборов, информационно-измерительных систем, использующихся и в медицине, и в технике физического эксперимента, и в технике связи и др., и именно его параметры во многом определяют их показатели качества. Таким образом, через операционные усилители для ВТСП-сквидов может быть создан значительный рынок сбыта.

#### 6. Заключение

В данном обзоре мы не затронули еще ряд возможных практических применений ВТСП-сквидов. С ними можно познакомиться в [9]. А в заключение хотелось бы отметить следующее. С точки зрения электроники широкого применения, работать в жидком азоте, конечно, значительно лучше, чем в жидком гелии, но в тоже время значительно хуже, чем в нормальных условиях. В настоящее время ВТСП-сквид-системы занимают тончайший промежуточный слой между низкотемпературными сквид-системами и полупроводниковыми системами. Становление ВТСП-сквидов идет в острейшей конкурентной борьбе с динамично развивающимися соседями. Для того чтобы выжить и упрочить свое положение, новые датчики должны представить веские аргументы в свою пользу. Как мы видели предпосылки для таких аргументов имеются. Если удастся снизить  $1/f$ -шум, то к ВТСП-сквидам сразу перейдет большинство применений от низкотемпературных сквидов, а также те применения от полупроводников, в

которых повышенная чувствительность и точность обеспечиваются либо за счет сложных схемных решений, либо обработкой больших массивов информации. Но, повторим, что ВТСП-сквид может стать основой техники следующего поколения, если разработать полный набор аналоговых и цифровых элементов азотного уровня охлаждения, который позволил бы реализовать на основе новой схемотехники любую измерительную систему. Такие системы не были бы громоздкими, так как проблема создания компактных замкнутых систем охлаждения уже решена [84].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Шнырков, Г. М. Цой, А. Г. Козырь, В. Н. Глянцев. ВЧ - сквид с чувствительностью  $10^{-28}$  Дж/Гц при азотной температуре. Физика низких температур, 1988, т. 14, №7, с. 770.
2. В. Н. Полушкин. ВЧ-сквид в пределе больших флуктуаций. Препринт ОИАИ, P13-89-201, Дубна, №1989.
3. M. B. Ketchen. DC SQUID's 1980: The state of the art. IEEE Trans. on Magn., 1981, v. 17, p. 387-394.
4. J. Clarke. Principles and applications of SQUIDs. Proceedings of IEEE, 1989, v. 77, p. 1208-1223.
5. T. Ruhanen, H. Seppa, R. Ilmoniemi, J. Knuutila. SQUID magnetometers for low-frequency applications. J. of Low Temp. Phys., 1989, v. 76, №5/6, p. 287.
6. К. К. Лихарев. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М., Наука, 1985, 320с.
7. S. N. Erne, H. D. Hahlbohm, H. Lubbig. Theory of rf-biased superconducting - quantum interference device for nonhysteretic regime. J. of Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 5440-5442.
8. Б. М. Рогачевский. Сверхпроводниковые системы измерений. НЭТИ, Новосибирск, 1980.
9. J. Clarke. Superconducting quantum interference devices for low frequency measurements. In: Superconducting applications. SQUIDs and Machines, Eds. B. B. Schwartz, S. Foner; Plenum Press, NY, 1977, p. 67-124.
10. L. D. Jackel, R. A. Buhrman. Noise in the rf SQUID. J. of Low Temp. Phys., 1975, v. 19, p. 201-246.
11. M. Simmonds, W. H. Parker. Analog computer simulation of weakly connected superconducting rings. J. of Appl. Phys., 1971, v. 42, p. 38-45.
12. Y. Zhang, C. Heiden. A compact high- $T_c$  RF-SQUID system with reduced tank circuit damping. SQUID'91, 18-21 June, 1991, Berlin, Germany.
13. В. Ф. Бобраков, Б. В. Васильев. Сквид-интерферометр. Препринт ОИАИ, P13-85-20, Дубна, 1985.

14. V.N. Polushkin. The high- $T_c$  RF SQUIDS: dynamics, chaos, and noise. In: Weak Superconductivity, Eds. S. Benachka, M. Darula, M. Kedro, World Scientific, 1991, p.147-158.
15. Y. Zhang, N.M. Mück, K. Herrman, A. Braginski, C. Heiden. Low-noise YBaCuO rf SQUID magnetometer. Submitted to Appl. Phys. Lett., Sept. 18, 1991.
16. K.P. Daly, W.D. Dozier, J.E. Burch, S.B. Coons et al. Substrate step-edge YBaCuO rf SQUID. Appl. Phys. Lett., 1991, v. 58, p.543-545.
17. K.K. Likharev. Superconducting weak links, Rev. of Mod. Phys., v. 51, p.101-159, 1979.
18. V. I. Shnyrkov, V. P. Timofeev, S. S. Khvostov, G. M. Tsoi. UNF high- $T_c$  SQUID. Mod. Phys. Lett. B, 1991, v. 5, p. 1281-1286.
19. J. E. Zimmerman, J. A. Beall, M. W. Cromar, R. H. Ono. Operation of a YBaCuO rf SQUID at 81K. Appl. Phys. Lett., 1987, v. 51, p. 617-618.
20. V. I. Shnyrkov, G. M. Tsoi, V. N. Polushkin et al. High- $T_c$  superconductor RF SQUIDS. In: Weak Superconductivity, Eds. S. Benachka, M. Kedro, NY, 1990, p. 131-142.
21. C. D. Tesche, J. Clarke. DC SQUID: noise and optimization. J of Low Temp. Phys., 1977, v. 27, p. 301-331.
22. J. M. Manly, H. E. Rowe. Proc. IRE, 1956, v. 44, p. 904; 1959, v. 47, p. 2115.
23. M. Kawasaki, P. Chaudhari, T. H. Newman, A. Gupta. Submicron YBaCuO grain boundary junction dc SQUID. Appl. Phys. Lett., 1991, v. 58, p. 2555-2557.
24. M. B. Ketchen. Design of improved integrated thin-film planar dc SQUID gradiometers. J. Appl. Phys., 1985, v. 58, p. 4322-4325.
25. R. Gross, P. Chaudhari, D. Dimos, A. Gupta, G. Koren. Thermally activated phase slippage in high- $T_c$  grain boundary Josephson junctions. Phys. Rev. Lett., 1990, v. 64, p. 228.
26. R. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki, M. B. Ketchen, A. Gupta. Noise in YBaCuO grain boundary junction dc SQUIDS. Supercond. Sci. Technol., 1991, v. 4, p. 148-150.
27. R. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki, M. B. Ketchen, A. Gupta. Characteristics of YBaCuO grain boundary junctions dc SQUIDS. IEEE Trans. Magn., 1991, v. 27, p. 2565-2568.
28. R. B. Laibowitz, R. H. Koch, A. Gupta et al. All high- $T_c$  edge junctions and SQUIDS. Appl. Phys. Lett., 1990, v. 56, p. 686-688.
29. P. A. Nilsson, Z. G. Ivanov, D. Winkler, G. Brorsson et al. Properties of YBaCuO junctions and SQUIDS on Y-ZrO bicrystals. Physica C, 1991,

- v. 185-189, p. 2597-2598. Z. G. Ivanov, P. A. Nilsson, D. Winkler et al. Weak links and dc SQUIDS on artificial nonsymmetric grain boundaries in YBaCuO. Appl. Phys. Lett., 1991, v. 59, p. 3030.
30. K. Char, M. S. Colclough, S. M. Garrison, et al. Bi-epitaxial grain boundary junctions in YBaCuO. Appl. Phys. Lett., 1991, v. 59, p. 733-735.
31. L. P. Lee, K. Char, M. S. Colclough, G. Zaharchuk. Monolithic 77K dc SQUID magnetometer. Appl. Phys. Lett., 1991, v. 59, p. 3051-3059.
32. G. Friedl, M. Vildic, M. Römmeld, B. Roas, D. Uhl, F. Bömmel et al. Single layers HTS-DC-SQUIDS with large flux-to-voltage conversion at 77K. Contribution ADP 26 at ISS'91 Oct. 14-17, Tokyo.
33. M. S. DiIorio, S. Yoshizumi, K. Y. Yang, J. Zhang, M. Maung. Practical high  $T_c$  Josephson junctions and dc SQUIDS operating above 85K. Appl. Phys. Lett., 1991, v. 58, p. 2552-2554.
34. L. Wang, Y. Zhu, H. L. Zhao, S. Feng. Theory of  $1/f$  magnetic flux noise in high- $T_c$  superconductors. Phys. Rev. Lett., 1990, v. 64, p. 3094-3097.
35. Ю. Л. Климонтович. Естественный фликкер-шум (шум  $1/f$ ) и сверхпроводимость. Письма в ЖЭТФ, 1990, т. 51, с. 43-45.
36. Ю. М. Гальперин, В. Л. Гуревич, В. И. Козуб. О низкочастотных шумах в высокотемпературных сверхпроводниках. Физика твердого тела, 1989, т. 31, в. 5, с. 155-164.
37. M. Jonson, M. J. Ferrari, F. C. Wellstood, J. Clarke et al. Random telegraph signals in high-temperature superconductors. Phys. Rev. B, 1990, v. 42, p. 10792-10795.
38. R. H. Koch, A. P. Malozemoff. Magnetic properties of high temperature superconductors: Implications for  $1/f$  noise in SQUIDS. In: Advances in Superconductivity, K. Kitazawa, T. Ishiguro, Eds, Springer-Verlag, 1990, p. 675-677.
39. M. Kawasaki, P. Chaudhari, A. Gupta.  $1/f$  noise in YBaCuO superconducting bicrystal grain boundary junctions. Submitted to Phys. Rev. Lett., 1991.
40. C. T. Rodgers, R. A. Buhrman. Phys. Rev. Lett., 1984, v. 53, p. 1272.
41. R. F. Voss, J. Clarke. Phys. Rev. B, 1976, v. 13, p. 556.
42. A. H. Miklich, J. J. Kingston, F. C. Wellstood, J. Clarke et al. Sensitive YBaCuO thin-film magnetometer. Appl. Phys. Lett., 1991, v. 59, p. 988-990.
43. Y. M. Boguslavskij, J. Gao, A. Rijnders, et al. Transport processes in YBaCuO/PrBaCuO/YBaCuO ramp type Josephson devices. Submitted to Physica C, 1992.
44. J. Gao, Y. M. Boguslavskij, B. Klopman et al. The YBaCuO/PrBaCuO/YBaCuO

Josephson ramp junctions. Submitted to J. of Appl. Phys., 1992.

45. V.V. Danilov, K.K. Linewidth, O.V. Snigirev, E.S. Soldatov. Limit characteristics of two-junction magnetic flux detector. IEEE Trans. on Magn., 1977, v.13, p.240-241.

46. В.Н. Полушкин. Анализ процессов, протекающих в магнитометре на основе сквида в стационарном режиме. Метрология, 1984, №5, с.48-54.

47. Э.Д. Витерби. Принципы когерентной связи. М.- Сов. радио, 1970, -362с.

48. В.Н. Полушкин. Сбои в магнитометре на основе сквида. Приборостроение, 1984, №6, с.68-73.

49. R.P. Giffard. Fundamentals for SQUID applications. In: SQUID'80, p.445-473.

50. В.Н. Полушкин. Переходные процессы в магнитометре на основе сквида. Приборостроение, 1983, №11, с.59-63.

51. N. Fujimaki, H. Tamura, T. Imamura, S. Hasuo. Single-chip SQUID magnetometer. Abstracts of the 1988 IEEE International Solid State Circuits Conference, p.40-41.

52. H. Matz, D. Drung, E. Crocol et al. Integrated magnetometer with a digital output. IEEE Trans. Magn., 1991, v.27, p.2979-2982.

53. V. Foglietti. Double dc SQUID for flux-locked-loop operation. Appl. Phys. Lett., 1991, v.59, p.476-478.

54. V. Foglietti, M.E. Giannini, G. Petrocco. A double dc SQUID device for flux locked loop operation. IEEE Trans. Magn., 1991, v.27, p.2898-2992.

55. R.P. Welty, J.M. Martinis. A series array of dc SQUIDs. IEEE Trans. Magn., 1991, v.27, p.2924-2928.

56. R. Cantor, D. Drung, M. Peters et al. Integrated dc SQUID magnetometer with simplified read out. Supercond. Sci. Techn., 1990, v.3, p.108-112.

57. V.N. Polushkin. Improved model of a superconducting quantum magnetometer. Meas Techn. (USA), 1989, v.32, p.590-593.

58. D. Drung, E. Crocol, R. Herwig et al. IEEE Trans. Magn., 1989, v.25, p.1034.

59. R.H. Koch, W. Eidelloth, B. Oh, R.P. Robertazzi, S.A. Andrek, and W.J. Gallagher, Appl. Phys. Lett, 1992, v.60, p.507.

60. H.K. Olsson, P.A. Nilsson, Z. Ivanov, R.H. Koch, E.A. Stepanov, A.Ya. Tzalenchuk. Low 1/f noise in YBaCuO dc SQUIDs on (Y)ZrO bicrystal substrates. Submitted to APL, 1992.

61. J.M. Jaycox, M.B. Ketchen. Planar coupling scheme for ultra low noise dc SQUIDs. IEEE Trans. Magn., 1981, v.17, p.400-403.

62. A.H. Miklich, F.C. Wellstood, J.J. Kingston et al. High- $T_c$  thin-film magnetometer. IEEE Trans. Magn., 1991, v.27, p.3219-3222.

63. H.J. Paik, R.H. Mathews, M.G. Castellano. IEEE Trans. Magn., 1981, v.17, p.404.

64. C.D. Tesche. J. of Low Temp. Phys., 1981, v.44, p.119.

65. K. Enpuku, K. Sueoka, K. Yoshida, F. Irie. J. Appl. Phys., 1985, v.57, p.1691.

66. M.B. Ketchen, W.M. Goubau, J. Clarke, G.B. Donaldson. J. Appl. Phys., 1978, v.49, p.4111.

67. P. Carelli, V. Foglietti. J. Appl. Phys., 1982, v.53, p.7592.

68. B. Muhlfelder, J.A. Beal, M.W. Cromar, R.H. Ono, W.W. Johnson. IEEE Trans. Magn., 1985, v.21, p.427.

69. W. Eidelloth, W.J. Gallagher, R.P. Robertazzi, R.H. Koch, et al. Wet etch process for patterning insulators suitable for epitaxial high- $T_c$  superconducting thin film multilevel electronic circuits. Appl. Phys. Lett., 1991, v.59, p.1257-1259.

70. F.C. Wellstood, J.J. Kingston, J. Clarke. Superconducting thin-film multiturn coils of YBaCuO. Appl. Phys. Lett., 1991, v.59.

71. B. Oh, R.H. Koch, W.J. Gallagher, et al. Multilevel YBaCuO flux transformers with high- $T_c$  SQUID magnetometer working at 77K. Submitted to Appl. Phys. Lett. 3/27/91.

72. Б.В. Васильев, В.Н. Полушкин. Магнитометр на основе одноиндуктивного высокотемпературного сквида. Приборы и техника эксперимента, 1990, №3, с.182-184.

73. F.C. Wellstood, J.J. Kingston, M.J. Ferrari, J. Clarke. Thin-film flux transformers of YBaCuO. IEEE Trans. Magn., 1991, v.27, p.2569-2572.

74. В.Н. Полушкин. Высокотемпературные сквиды: современное состояние. Измерение, контроль, автоматизация, 1990, №3, с.14-24.

75. A.H. Miklich, F.C. Wellstood, J.J. Kingston, J. Clarke et al. Thin-film YBCO magnetometer. Nature, 1991, v.352, p.482-483.

76. N.V. Zavaritsky, V.N. Zavaritsky. Magnetic penetration depth  $\delta_0$  and critical current density in YBaCuO crystals. Physica C, 1989, v.162-164, p.443.

77. M.B. Ketchen et al. Design, fabrication and performance of integrated miniature SQUID susceptometers. IEEE Trans. Magn., 1989, v.25, p.1212-1215.

78. D.D. Awschalom, J. Warnock. Picosecond magnetic spectroscopy with



- integrated DC SQUIDs. IEEE Trans. Magn., 1989, v.25, p.1186-1192.
79. В.Н.Полушкин, А.Р.Буев. Исследование высокотемпературного сверхпроводящего экрана при помощи магнитометра на основе радиочастотного высокотемпературного сквида. Препринт ОИЯИ, P13-92-42, Дубна, 1992.
80. T.D.Gomble, W.M.Goubau and J.Clarke. Magnetotellurgics with remote magnetic reference, Geophysics, v.44, p.53-68, 1979, or Error analysis for remote reference magnetotellurics, Geophysics, v.44, p.959-968, 1979.
81. H.Weinstock. A review of SQUID magnetometry applied to nondestructive evaluation. IEEE Trans. Magn., 1991, v.27, p.3231-3236.
82. V.N.Polushkin. Electric measurements with the high-Tc SQUIDs. Proceedings of ICEC/ICMC-92, Kiev.
83. S.R.Jeffers, F.L.Walls. A very low-noise FET input amplifier. Rev. Sci. Instr., 1989, v.60, №6, p.1194-1195.
84. E.Bodio, M.Chorowski, M.Wilczek. Low power hydrogen liquefiers. In: Weak Superconductivity, Eds. S.Benachka, M.Darula, M.Kedro, World Scientific, 1991, p.262-267.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 августа 1992 года.

Полушкин В.Н.

D13-92-340

Основы для разработки высокотемпературных сквидовских систем в интегральном исполнении.

Часть II. Сквиды и их применения

Рассмотрено современное состояние дел в области создания интегральных высокотемпературных джозефсоновских переходов и сквидов. Проанализированы перспективы использования новых датчиков для построения сверхвысокочувствительной измерительной аппаратуры. Показано, что ВТСП-сквиды способны оказать серьезное влияние на общее развитие информационно-измерительной техники, так как на их основе может быть создан ряд базовых микроэлектронных устройств нового поколения.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод автора

Polushkin V.N.

D13-92-340

The Bases for the Development of High-Temperature Integrated SQUID-Systems

Part II. SQUIDS and Their Applications

The current state of high- $T_c$  superconducting thin-film Josephson junctions and SQUIDS developing is reviewed. The prospects of application of new devices in supersensitive measurement apparatus are analyzed. It is shown that high  $T_c$  SQUIDS are able seriously to influence further development of information and measurement engineering as on their base the series of microelectronic elements and devices of new generation can be built.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992