

01;05;09;12

## Предельная чувствительность магнитометра на основе высокотемпературного СВЧ скивда в гистерезисном режиме работы

© О.Г. Вендик,<sup>1</sup> И.С. Данилов<sup>2</sup><sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»,  
197376 Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Universitaet Karlsruhe, Institut fuer Elektrotechnische Grundlagen der Informatik,  
76187 Karlsruhe, Germany

(Поступило в Редакцию 25 апреля 2001 г.)

Для высокотемпературного СВЧ скивда, в гистерезисном режиме работы, где выходным сигналом служит коэффициент отражения, разработана методика оценки спектральной плотности шума. Показано, что использование направленного ответвителя, максимально приближенного к петле скивда, для выделения отраженной волны позволяет сформировать магнитометр в виде интегральной СВЧ схемы со спектральной плотностью шумового потока  $S_{\Phi}^{1/2} < 10^{-5} \Phi_0 / Hz^{0.5}$ , где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока.

### Введение

Предельная чувствительность измерительных систем на основе СВЧ скивда определяется уровнем шума. Под термином "шум" в скивде понимается беспорядочные колебания магнитного потока. Подробно теория шума одноконтантного низкотемпературного скивда, т.е. скивда, работающего при температуре жидкого гелия  $T = 4.2$  К в гистерезисном режиме, описана в работах [1,2]. Для низкотемпературной области шум принято представлять как сумму шума самого скивда и шума измерительной системы (предусилителя, генератора, подводных линий). Доминирующим источником шума низкотемпературных измерительных систем является шум предусилителя, находящегося при комнатной температуре [1–8].

Согласно теории одноконтантного скивда с увеличением частоты накачки, вплоть до критической частоты джоузефсоновского перехода  $f_C$  уровень шума измерительной цепи уменьшается, что послужило предпосылкой для освоения СВЧ диапазона частот накачки. К сожалению, к настоящему времени для гистерезисного режима работы СВЧ скивда в отличие от безгистерезисного [9,10] не представлено модельное описание для спектральной плотности шума. В литературе для оценки уровня шума высокотемпературного сверхпроводящего (ВТСП) одноконтантного скивда в гистерезисном режиме дается "осторожная рекомендация": возможно экстраполировать результаты теории низкотемпературного скивда в область ВТСП [8]. Данная рекомендация основана на предположении, что соотношение между вкладом внутренних и внешних источников шума (шума предусилителя, находящегося при комнатной температуре), составляющее 1 : 20 для  $T = 4.2$  К, существенно не изменится при переходе в высокотемпературную область  $T = 78$  К. Можно предположить, что такое допущение справедливо для схемы построения скивд-магнитометров, представленных на рис. 1, а. Для таких схем характерно наличие Y-циркулятора, который разделяет падающую и отраженную волны. Вследствие наличия магнитных

полей рассеяния у циркулятора его необходимо даже при наличии тщательной экранировки удалить от петли скивда. Это приводит в свою очередь к увеличению длины подводных линий и, как следствие, к увеличению их вклада в формирование шума [11–14].

Способ компоновки схемы СВЧ ВТСП скивда, проиллюстрированный на рис. 1, б, состоит в том, что импеданс петли скивда согласуется с внешними цепями с помощью четырехполосника, например, на основе щелевых линий [15,16]. Для разделения падающей и отраженной волны используется направленный ответвитель со связанными плечами I–II и I–III, максимально приближенный к петле скивда. Компоновка прибора в этом случае будет отлична от "общепринятой". Более того, вклад каждого источника шума становится одного порядка при размещении первого каскада малозумящего усилителя (МШУ) рядом с НО. Поэтому требуется разработка модели, позволяющей уточнить приближенные оценки предельной чувствительности ВТСП скивд-магнитометра в гистерезисном режиме.

### Собственные шумы измерительной системы

Величина шума характеризуется так называемым шумовым потоком  $\Phi_N$ , который в силу случайного характера изменения может быть описан с помощью статистических законов. На практике важным вопросом является оценка минимально достижимого в приборе фактора шума и способов его уменьшения. Фактор шума определяется как

$$N = \frac{\langle \Phi^2 \rangle + \langle \Phi_N^2 \rangle}{\langle \Phi^2 \rangle}, \quad (1)$$

где  $\langle \Phi^2 \rangle$  — усредненное значение квадратов измеряемого магнитного потока,  $\langle \Phi_N^2 \rangle$  — усредненное значение квадратов шумового потока.

Из полного шумового потока можно выделить две составляющие. Первая составляющая обусловлена внешними источниками шума, вторая составляющая — источниками внутри самой измерительной системы. Дальнейшее описание посвящено рассмотрению второй составляющей, т. е. шумовой составляющей измерительной системы. Вклад внешних источников шума не рассматривается, так как его возможно эффективно устранить с помощью экранировки измерительной аппаратуры, а остаточный шум будет характеристикой качества экрана, а не шумов системы. Важно отметить, что в литературе к "внешним" источникам шума обычно относят шумы генератора и усилителя. Однако здесь и далее речь идет о шумах измерительной системы и все ее составляющие относятся к разряду внутренних.

Рассмотрим подробнее схему построения СВЧ сквида, приведенную на рис. 1, *b*. Для нее характерно компактное размещение элементов (петли сквида, согласующего четырехполюсника, первого каскада усилителя) на подложках интегральной микросхемы. Это достигается с помощью использования направленного ответвителя с развязанными плечами I–II и I–III для разделения

падающей и отраженной волны вместо циркулятора, а также размещением первого каскада усилителя (транзистора) и той же самой подложке. Для такой модификации магнитометра ниже приведена модель расчета шума, которая основана на подходе, описанном в [1–5].

Полный шум в системе  $\Phi_N$  создается различными источниками: 1) джозефсоновским переходом; 2) согласующим контуром (резонансными цепями в случае радиочастотного сквида); 3) проводниками (волноводами, линиями), связывающими его с аппаратурой, находящейся при комнатной температуре; 4) предусилителем; 5) генератором; 6) цепью обратной связи [5]; 7) корпусом магнитометра.

Для среднеквадратичного значения шумового потока, исходя из предположения, что все источники шума независимы и выполняется условие суперпозиции, можно записать выражение для средних квадратов шумового потока

$$\langle \Phi_N^2 \rangle = \langle \Phi_{N1}^2 \rangle + \langle \Phi_{N2}^2 \rangle + \dots + \langle \Phi_{Ni}^2 \rangle, \quad (2)$$

а среднее произведение  $\langle \Phi_{Ni} \Phi_{Nj} \rangle = 0$  при  $i \neq j$ . Это не вполне строгое предположение, поскольку сверхпроводящее кольцо будет влиять на шумы резонансного контура, но соответствующими поправками можно пренебречь [17–19]. Исходя из этого, для каждого источника можно определить средний квадрат шумового потока  $\langle \Phi_N^2 \rangle$ , приведенного к входу системы, а затем сложить результаты. Величина каждого вклада вычисляется как эффективный шумовой поток, проходящий через отверстие сверхпроводящего кольца. Следовательно, становится возможным сравнение суммарной величины всех вкладов с величиной внешнего магнитного потока  $\Phi$ .

Для представления результатов моделирования удобно использовать спектральную плотность флюктуации потока, которая для каждого из источников может быть выражена через квадрат шумового потока в виде

$$S_{\Phi_i} = \frac{\langle \Phi_N^2 \rangle}{\Delta f}, \quad (3)$$

где  $\Delta f$  — полоса пропускания выходного фильтра.

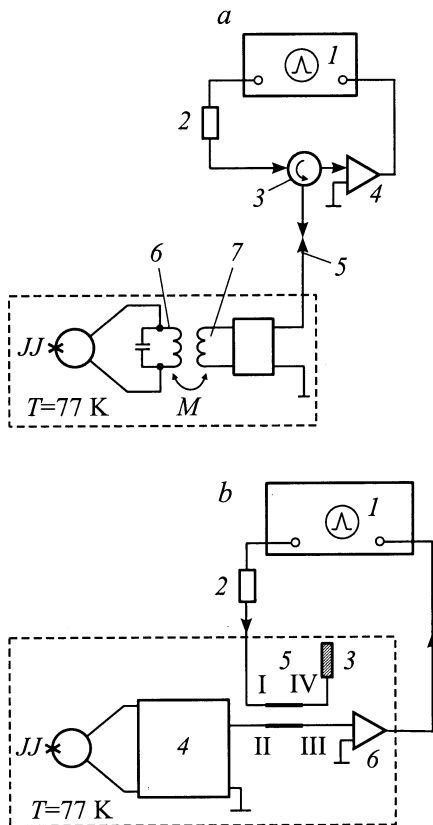
Результат для шума в системе можно представить в виде среднеквадратического шумового потока на единицу полосы частот

$$S_{\Phi_N} = (S_{\Phi_1} + S_{\Phi_2} + S_{\Phi_3} + \dots). \quad (4)$$

В литературе принято представлять окончательный (численный) результат для спектральной плотности шума в виде  $S_{\Phi_N}^{1/2}/\Phi_0$ , что дает наглядную оценку в единицах кванта магнитного потока.

## Шумы в СВЧ сквида

В настоящем разделе представлено аналитическое описание шумов в измерительной схеме СВЧ сквида. Особенностью настоящего подхода является представление спектральной плотности шумового потока  $S_{\Phi_N}^{1/2}$



**Рис. 1.** Схемы построения СВЧ магнитометров. *a* — "традиционная" компоновка с использованием Y-циркулятора; *b* — исследуемая планарная компоновка с направленным ответвителем, приближенным к петле сквида. *a*: 1 — анализатор, 2 — аттенюатор, 3 — Y-циркулятор, 4 — МШУ, 5 — 50-омный кабель, 6 — резонансный контур, 7 — петля опроса; *b*: 1 — анализатор, 2 — аттенюатор, 3 — согласованная нагрузка, 4 — согласующий четырехполюсник, 5 — НО, 6 — МШУ.

через характерные для СВЧ схемы величины, такие как коэффициент отражения, коэффициент передачи линии и т.д. Рассмотрим поэтапно каждую составляющую спектра шума. Для схемы магнетометра, представленной на рис. 1, можно выделить четыре источника шума: 1) петля сквида, замкнутая джозефсоновским контактом; 2) усилитель; 3) подводящие линии; 4) генератор.<sup>1</sup> В схеме не указана цепь обратной связи (ОС), однако можно считать, что ее вклад будет равным по величине вкладу подводящих линий в силу аналогичности компоновки. Поэтому при расчете шума в схеме, содержащей отдельную ветвь ОС, необходимо в окончательном выражении для спектральной плотности шума удвоить слагаемое, формируемое подводящими линиями. Также важно отметить, что природой шума в названных источниках служат тепловые колебания, т.е. рассматривается тепловой шум. Для усилителя, природа шумов которого отлична от тепловой, было введено понятие эффективной температуры шума усилителя  $T_N^{AMP}$ , а подход к анализу шума остался неизменным.

## Шум джозефсоновского перехода

Выражение для шумового потока джозефсоновского перехода можно найти из закона равномерного распределения энергии по степеням свободы. Средняя энергия при условии, что энергия магнитного потока, запасенная внутри кольца, равна тепловой энергии теплового возбуждения,

$$\frac{\Phi^2}{2L_S} = \frac{k_B T}{2}, \quad (5)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $T = 78$  К;  $L_S$  — индуктивность петли сквида;  $\Phi$  — полный магнитный поток, охваченный петлей сквида.

Из (5) можно выразить магнитный поток

$$\Phi = k_B T L_S. \quad (6)$$

При единичном акте опроса, магнитный поток  $\Phi$  является случайной величиной из бесконечного ансамбля статистической выборки. Поэтому для получения значения приближенного к истинному необходимо, чтобы время опроса, т.е. время измерения, было больше периода СВЧ колебаний. При выполнении этого условия разброс случайной величины магнитного потока  $\Delta\Phi$ , а по сути шум магнитного потока в полосе  $\Delta f$ , составит

$$\Delta\Phi^2 = k_B T L_S \left( \frac{\omega_0}{2\pi\Delta f} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где  $(\omega_0/2\pi\Delta f)^{-1}$  — число актов опроса за время  $\tau = 1/\Delta f$ .

<sup>1</sup> Предварительный расчет для шумов корпуса показал, что шумовой поток при периметре корпуса 8 см и толщине стенок 0.5 см составляет  $\Phi_N = 0.02\Phi_0$ . При этом эффективный шумовой поток, приведенный ко входу петли сквида, будет пренебрежимо мал в сравнении с другими источниками, так как он определяется соотношением площади петли сквида к площади контура, образуемой корпусом. В результате вычисления для эффективного шумового потока корпуса получим  $\Phi_N \leq 10^{-8}\Phi_0$ .

Поделив равенство (7) на  $\Delta f$ , получим выражение для спектральной плотности шумового потока джозефсоновского контакта

$$S_{\Phi,1}^{1/2} = \left( k_B T L_S \frac{1}{f_0} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Для радиочастотных сквидов в литературе, в частности в [8,19], приведены формулы для спектральной плотности шума джозефсоновского контакта. Однако выражение (8), полученное исходя из простых предположений, имеет более простой вид, и, что более важно, результаты вычисления по (8) хорошо согласуются с результатами для радиочастотного диапазона.

## Шумы усилителя и передающих линий

Поиск спектральной плотности шума усилителя  $S_{\Phi,2}^{1/2}$  и передающих линий  $S_{\Phi,3}^{1/2}$  на начальных этапах был объединен. Последовательность поиска была следующей: 1) определялась средняя мощность СВЧ накачки, отраженной от петли сквида; 2) находилось отношение для шумового потока, вызванного вышеупомянутыми источниками; 3) используя теорему Найквиста, получили выражения для мощности шума усилителя и мощности шума передающих линий, которые на заключительном этапе преобразовывались в спектральную плотность шума. Первоначально приведем выражение для максимальной мощности накачки, падающей на петлю сквида:

$$P_{in} = \frac{1}{2} R_M I_C^2, \quad (9)$$

где  $I_C$  — критический ток джозефсоновского контакта,  $R_M$  — суммарное сопротивление параллельно включенных шунтирующего импеданса джозефсоновского контакта  $R_{SH}$  и вещественной составляющей импеданса джозефсоновского контакта при фиксированном значении основного параметра сквида  $\beta_L$  и постоянном магнитном потоке  $\Phi_{x,DC}$ , кратном половине кванта магнитного потока.

СВЧ мощность, отраженная от джозефсоновского контакта, зависит от коэффициента отражения, который в свою очередь пилообразно зависит от измеряемого магнитного потока  $\Phi_{x,DC}$ ,

$$P_{refl}(\Phi_{x,DC}) = P_{in} |\Gamma(\Phi_{x,DC})|^2. \quad (10)$$

В нормированных величинах ( $x = 2\Phi_{x,DC}/\Phi_0$ ) выражение для отраженной мощности в пределах  $0 \leq x \leq 1$  примет вид

$$P_{refl}(x) = P_{in} |\Gamma_{max}(1-x)|^2, \quad (11)$$

где  $\Gamma_{max}$  — максимальное значение коэффициента отражения.

Для поиска среднего значения мощности, отраженной от петли сквида, необходимо проинтегрировать выражение, стоящее в левой части (11), по переменной  $x$  в рассматриваемом интервале, а также учесть коэффициент

передачи линии

$$\langle P_{\text{refl}} \rangle = P_{\text{in}} \Gamma_{\text{max}} \eta \int_0^1 (1-x)^2 dx, \quad (12)$$

где  $\eta$  — коэффициент передачи линии, который выражен "в разгах"

$$\eta = \frac{1}{\exp(2\alpha l)}, \quad (13)$$

где  $l$  — длина линий, которая определяется расстоянием от петли скивда до предусилителя;  $\alpha$  — коэффициент затухания линий, зависящий от частоты накачки.

Из рассмотрения схем построения СВЧ скивда, представленных на рис. 1, очевидно, что величина коэффициента передачи линии будет больше для второй модификации рис. 1, *b*. Из (10) и (12) следует

$$\langle P_{\text{refl}} \rangle = \frac{1}{6} R_M I_C^2 |\Gamma_{\text{max}}|^2 \eta. \quad (14)$$

Приведем выражение, связывающее мощность шумов  $P_N$  и шумовой магнитный поток  $\Phi_N$ , через значение средней отраженной мощности. Это соотношение имеет квадратичную зависимость

$$\frac{P_N}{\langle P_{\text{refl}} \rangle} = \left( \frac{\Phi_N}{\langle \Phi_{x,DC} \rangle} \right)^2, \quad (15)$$

где  $\langle \Phi_{x,DC} \rangle = \Phi_0/4$  — средний сигнальный поток в рассматриваемом интервале  $\Phi_{x,DC} = 0 \dots \Phi_0/2$ .

Из (15) выразим шумовой поток

$$\Phi_N^2 = \left( \frac{\Phi_0}{4} \right)^2 \frac{P_N}{\langle P_{\text{refl}} \rangle}. \quad (16)$$

Единственным неизвестным в выражении (16) является мощность шумов  $P_N$  для усилителя и подводных линий. Для поиска  $P_N$  использовалась теорема Найквиста, которая утверждает, что среднеквадратичное значение напряжения шумов сопротивления  $R$ , находящегося при температуре  $T$ , определяется выражением

$$\langle U_N^2 \rangle = 4k_B T R \Delta f. \quad (17)$$

Из (17) можно получить выражение для мощности искоемых шумов

$$P_N^{\text{AMP}} = 4k_B T_N^{\text{AMP}} \Delta f, \quad (18)$$

$$P_N^{\text{LINE}} = 4k_B T (1 - \eta) \Delta f, \quad (19)$$

где  $P_N^{\text{AMP}}$  и  $P_N^{\text{LINE}}$  — соответственно мощность шумов усилителя и линий,  $T_N^{\text{AMP}}$  — температура шумов усилителя.

Согласно (16), (18) и (19),

$$\Phi_{N,2}^2 = \left( \frac{\Phi_0}{4} \right)^2 \frac{4k_B T_N^{\text{AMP}} \Delta f}{\langle P_{\text{refl}} \rangle}, \quad (20)$$

$$\Phi_{N,3}^2 = \left( \frac{\Phi_0}{4} \right)^2 \frac{4k_B T (1 - \eta) \Delta f}{\langle P_{\text{refl}} \rangle}. \quad (21)$$

Для получения окончательного выражения для спектральной плотности шумового потока необходимо поделить правую и левую части на  $\Delta f$

$$S_{\Phi,2}^{1/2} = \frac{\Phi_0}{4} \left[ \frac{4k_B T_N^{\text{AMP}}}{R_M I_C^2 |\Gamma_{\text{max}}|^2 \eta / 6} \right]^{1/2}, \quad (22)$$

$$S_{\Phi,3}^{1/2} = \frac{\Phi_0}{4} \left[ \frac{4k_B T (1 - \eta)}{R_M I_C^2 |\Gamma_{\text{max}}|^2 \eta / 6} \right]^{1/2}. \quad (23)$$

## Шум СВЧ генератора

Существуют несколько общих положений, которые можно отнести к требованиям для источников СВЧ мощности: добротность генератора  $Q$  должна быть как можно больше, уровень генерируемой мощности должен быть низким, а связь с генератором слабой [19]. Если эти требования выполнены, то достижимые значения отношения эффективной добротности генератора, определяющее отношение сигнала к шуму, превышают  $10^{12}$  для кварцевых генераторов и  $10^{10}$  для  $LC$ -генераторов [19]. Спектральная плотность мощности генератора определяется по формуле

$$S_{P,LO}(\omega) = \frac{P_0}{\pi} \frac{\omega_0/Q}{(\omega_0/Q)^2 + (\omega - \omega_0)^2}, \quad (24)$$

где  $P_0$  — рабочая мощность генератора.

Спектральная плотность мощности в стороне от резонансной частоты будет определяться следующим выражением:

$$S_{P,LO}(\omega_0 + \Omega) = \frac{P_0}{\pi} \frac{\omega_0/Q}{(\omega_0/Q)^2 + \Omega^2}, \quad (25)$$

где  $\Omega$  — частота модуляции.

В выражении (25) слагаемое  $(\omega_0/Q)^2$  можно считать величиной второго порядка малости при условии, что  $\Delta\omega/\omega \approx 12/Q$  и  $\Omega = 2\pi F_0$ , где  $F_0 = 100$  kHz (что в свою очередь справедливо для современных кварцевых генераторов). Учитывая это выражение, (25) примет вид

$$S_{P,LO}(\omega_0 + \Omega) = \frac{P_0}{\pi} \frac{\omega_0}{Q\Omega^2}. \quad (26)$$

Выражение (26) необходимо преобразовать к общему виду, т.е. выразить спектральную плотность шумового потока

$$S_{\Phi,4}^{1/2} = \frac{\Phi_0}{4} \left[ \frac{S_{P,N}}{P_{\text{in}} |\Gamma_{\text{max}}|^2 \eta / 3} \right]^{1/2}. \quad (27)$$

Окончательная формула для нахождения спектральной плотности шумового потока генератора

$$S_{\Phi,4}^{1/2} = \frac{\Phi_0}{4} \left[ \frac{\omega_0}{Q\Omega^2} \frac{3}{\pi |\Gamma_{\text{max}}|^2 \eta} \right]^{1/2}. \quad (28)$$

$S_{\Phi,1}, \Phi_0/Hz^{0.5}$	$S_{\Phi,2}, \Phi_0/Hz^{0.5}$	$S_{\Phi,3}, \Phi_0/Hz^{0.5}$	$S_{\Phi,4}, \Phi_0/Hz^{0.5}$	$S_{\Phi}^{1/2}, \Phi_0/Hz^{0.5}$
$4.1 \cdot 10^{-6}$	$5.6 \cdot 10^{-6}$	$1.7 \cdot 10^{-6}$	$3.8 \cdot 10^{-6}$	$8.1 \cdot 10^{-6}$

Итак, для всех четырех источников шума найдены выражения для спектральной плотности шумового потока.

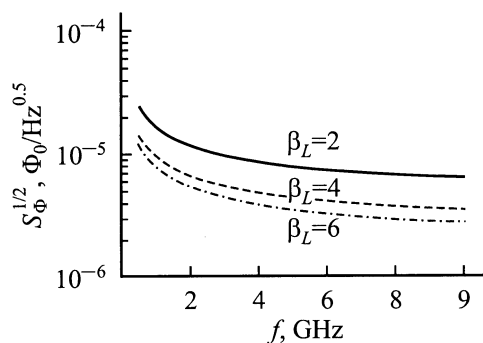
Для представления конечного результата в общепринятой форме необходимо просуммировать квадраты выражений (8), (22), (23) и (28), из суммы извлечь квадратный корень и результат поделить на квант магнитного потока. Конечный результат для спектральной плотности шума будет представлен в долях кванта магнитного потока

$$S_{\Phi,N}^{1/2} = \left[ \frac{k_B T L_S}{f \Phi_0^2} + \frac{3 k_B (T_N^{AMP} + T(1-\eta))}{2 R_M I_C^2 |\Gamma_{max}|^2 \eta} + \frac{3 f}{8 Q \Omega^2 |\Gamma_{max}|^2 \eta} \right]^{1/2} \quad (29)$$

Для характерных параметров измерительной системы на основе высокотемпературного СВЧ сквида на рис. 2 построен график зависимости  $S_{\Phi}^{1/2}$  в функции от частоты  $f$ , а результаты вычисления для центральной частоты  $f_0 = 3$  GHz приведены выше.

## Заключение

Результаты расчета спектральной плотности шумового потока каждого источника показали, что при планарной компоновке магнитометра, в котором отсутствуют потери на "длинные" подводящие линии и у которого преусилитель находится в едином корпусе с согласующим четырехполосником, вклад каждого из источников шума сопоставим по порядку величины. Это в свою очередь позволяет уточнить оценки предельной чувствительности систем, построенных на данном принципе, методом экстраполяции результатов теории для низкотемпературного сквида.



**Рис. 2.** График частотной зависимости спектральной плотности шумового потока  $S_{\Phi}^{1/2}$ , построенный для различных значений основного параметра сквида при  $f_0 = 3$  GHz и  $J_C = 5 \mu A$ ,  $R_{SH} = 5$  Ohm,  $L_S = 200$  pH.

Согласно разработанной методике, спектральная плотность шума измерительной системы на основе СВЧ сквида убывает с ростом частоты накачки, что надежно подтверждается экспериментальными данными. Ограничением представленной модели служит достижение критической частоты джозефсоновского перехода.

Авторы выражают свою признательность профессору В. Ютци за поддержку настоящей работы.

## Список литературы

- [1] Kurkijarvi J. // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 6. P. 832–835.
- [2] Kurkijarvi J. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. P. 3729–3733.
- [3] Ehnholm G.J., Soini J.K., Wijk T. // J. Low Temp. Phys. 1977. Vol. 4. P. 234–237.
- [4] Hollenhorst H.N., Giffard R.P. // ASC. 1978. P. 474–477.
- [5] Ryhanen T., Seppa H., Ilmoniemmi R., Knuutila J. // J. Low Temp. Phys. 1989. Vol. 6. P. 87.
- [6] Jackel L.D., Buhrman R.A. // J. Low Temp. Phys. 1975. Vol. 19. P. 201–246.
- [7] Giffard R.P., Webb R.A., Wheatly J.C. // J. Low Temp. Phys. 1972. Vol. 6. P. 533–611.
- [8] Koelle D., Kleiner R., Ludwig F. et al. // Phys. 1999. Vol. 71. N 3. P. 631–686.
- [9] Chesca B. // J. Low Temp. Phys. a. 1998. Vol. 110. P. 963–1001.
- [10] Chesca B. // J. Low Temp. Phys. b. 1998. Vol. 112. P. 165–196.
- [11] Zhang Y., Muck M., Hermann K. et al. // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 60. P. 645–647.
- [12] Zhang Y., Krieger U., Kutzen R. et al. // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 65. P. 3380.
- [13] Zhang Y., Muck M., Bode M. et al. // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 60. P. 3380–3384.
- [14] Лухарев К.К., Корнев В.К., Снугирев О.В. // РиЭ, 1980. Т. 26. № 12. С. 2647–2655.
- [15] Вендик О.Г., Данилов И.С. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 11. С. 106–112.
- [16] Вендик О.Г., Данилов И.С., Зубко С.П. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 9. С. 94–97.
- [17] Sutormin A.V., Danilov I.S. // Proc. 6<sup>th</sup> Intern. Student Seminar on High Temperature Superconductors (HTS) at Microwaves. Oulu (Finland), 1999. P. 17–18.
- [18] Дж. Кэрролл. СВЧ генераторы на горячих электронах. М.: Мир, 1972. 383 с.
- [19] Лаунасмаа О.В. Принципы и методы получения температур ниже 1 К. М.: Мир, 1977, 356 с.