

Высокочувствительный магнитометр для исследования эффекта захвата магнитного потока в высокотемпературных сверхпроводниках

Х. Р. РОСТАМИ

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им В. А. Котельникова РАН,
г. Фрязино, Московская обл., Россия, e-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru

Разработан низкочастотный магнитометр с чувствительностью $2,5 \cdot 10^{-7}$ Тл/Гц^{1/2} на основе двух преобразователей Холла. Приведены магнитопольевые зависимости плотности захваченного магнитного потока в монокристаллических образцах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$.

Ключевые слова: высокочувствительный магнитометр, дифференциальный усилитель, преобразователь напряжения в ток, высокотемпературные сверхпроводники, захват магнитного потока.

Based on two Hall transducers a low-frequency magnetometer with a sensitivity of $2,5 \cdot 10^{-7}$ T/Hz^{1/2} has been designed. Using the device, the dependences of density of trapped magnetic flux in single-crystal samples of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ and $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ are shown.

Key words: highly sensitive magnetometer, differential amplifier, voltage-to-current converter, high-temperature superconductors, magnetic flux trapping.

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) чувствительны к незначительным пространственным неоднородностям. Это связано с тем, что длина когерентности ВТСП одного порядка с межатомными и межэлектронными расстояниями. Следовательно, исследование особенностей проникновения (выхода), распределения и захвата магнитного потока в такие среды имеет научное и прикладное значение [1, 2]. Подобные исследования могут служить в качестве инструмента для оценки степени неоднородности сверхпроводников. Для изучения пространственных неоднородностей используют разные микроскопы: рентгеновские, растровые электронные, магнитооптические, на основе декодирования, сверхпроводящего квантового интерферометра, электронного парамагнитного резонанса и ядерного магнитного резонанса и т. д. Указанные микроскопы отличаются друг от друга пространственным разрешением, чувствительностью по уровню регистрируемого сигнала, динамическим диапазоном температуры и внешнего магнитного поля, а также возможностью проведения исследований объектов с разными масштабами, стоимостью и т. д. При изучении пространственной неоднородности высокоинформативными методами рентгенографического анализа и сканирующей электронной микроскопии нельзя влиять на образец внешним магнитным полем, так как это приводит к изменению сверхпроводящих параметров ВТСП. С помощью микроскопов на основе магнитооптических методик, сверхпроводящих квантовых интерферометров, а также электронного парамагнитного резонанса зонда можно измерить приращение магнитного поля, однако такие приборы не являются совершенными для измерений постоянных и слабо изменяющихся магнитных полей. В диагностических целях широко применяют микроскопы, основанные на эффекте Холла [3—5], которые являются непосредственным измерителем

индукции магнитного поля, имеют сравнительно низкое пространственное разрешение и чувствительность к регистрируемому сигналу, обладают более широкими функциональными возможностями, простотой изготовления, низкой стоимостью и позволяют визуализировать магнитное микросостояние протяжённых объектов. Один из основных узлов таких микроскопов — холловский магнитометр, позволяющий с высокой точностью регистрировать электродвижущую силу (ЭДС) преобразователя Холла (ПХ), пропорциональную измеряемому полю.

Построенный авторами микроскоп подробно описан в [4, 5]. В данной работе рассмотрим принцип действия разработанного магнитометра. Проанализируем чувствительность магнитометра с ПХ. Для измерений компонентов B_x , B_y , B_z магнитного поля $B = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$ используем три последовательно включённых ПХ. При питании от источника постоянного тока из-за наложения на ЭДС Холла U_x сигналов, вызванных температурными процессами в ПХ, дрейфа «нуля» операционного усилителя, аппаратных и внешних электромагнитных наводок невозможно получить чувствительность выше 10^{-5} Тл/Гц^{1/2}. Магнитометр с ПХ на переменном токе имеет чувствительность больше 10^{-6} Тл/Гц^{1/2} [2]. Чувствительность магнитометра можно увеличить до 10^{-8} Тл/Гц^{1/2} поочерёдным пропусканием импульсного тока через токовые и потенциальные контакты ПХ, фильтрацией импульсных помех и запоминанием усреднённого сигнала. Однако предложенная методика имеет следующие недостатки.

При усреднении сигналов контактов ПХ промышленного производства, когда ширина токовой и потенциальной полосовых линий существенно отличаются, возникают погрешности измерений. Это приводит к снижению точности установки и сложности интерпретации полученных результатов, что сильно сказывается в случае высоких пространственных раз-

решений. Пропускание более высокого тока сдвоенных токовых контактов через слаботочные одиночные потенциальные контакты приводит к их быстрому выходу из строя. Это особенно сильно сказывается в случае термоциклирования образцов. Кроме прямой зависимости точности компенсации остаточного напряжения $U_{ост}$ от линейности ПХ и многократных длительных измерений, подавление помех при импульсном переключении тока также вызывает определённые трудности, что потребовало более дорогой элементной базы и усложнения принципиальной электрической схемы магнитометра.

Разработанный магнитометр, кроме измерений магнитополовой зависимости плотности захваченного магнитного потока и его градиента, позволяет измерять гистерезисные кривые локальной намагниченности или магнитные моменты объектов. Для этого используются два максимально идентичных по физико-техническим характеристикам ПХ на основе гетероэпитаксиальных структур $n\text{InSb}-i\text{GaAs}$. Токовые и холловские контакты ПХ на базе ПХЭ607118А1 утоплены вглубь подложки, а провода подведены с её боковых сторон. Размер преобразователя $1,0 \times 1,0 \times 0,6$ мм, размер рабочей поверхности 100×50 мкм. Магнитная чувствительность 207 мкВ/мТл при силе тока 100 мА, остаточное напряжение 90 мкВ, входное и выходное сопротивления соответственно 13,4 и 15,1 Ом. Рабочая температура 1,5—373 К. Температурный коэффициент магнитной чувствительности менее

0,02 мкВ/К, температурный коэффициент остаточного напряжения менее 0,54 мкВ/К. Коэффициент нелинейности в поле индукцией $B = 2$ Тл менее $8 \cdot 10^{-4}$ Тл, коэффициент расхождимости менее 10^{-3} Тл. Верхний предел индукции 10 Тл. Разработанный магнитометр рассчитан на использование ПХ широкого спектра параметров. Преобразователи, находящиеся в одной плоскости (первый ПХ1 расположен под образцом, а второй ПХ2 — в невозмущённом образцом поле), были включены в противофазе и раздельно питались от двух идентичных высокостабильных источников переменного тока. Противофазное включение ПХ позволяет компенсировать влияние внешнего поля и без погрешностей измерить момент или намагниченность образца. После повышения температуры сверхпроводящего образца выше критической $T_{кр}$ с помощью регулировки тока источника, питающего ПХ2, гистерезис намагниченности образца во всём диапазоне развёртки поля сводится к нулю. Эти данные вводятся в компьютер, на их основе определяют поправочную функцию для заданных интервалов температур и внешних магнитных полей. Измерения проводят при температуре ниже $T_{кр}$.

Рассмотрим вопросы, связанные с одной из главных задач обеспечения высокой чувствительности магнитометра, т. е. с цепью питания ПХ и схемой регистрации ЭДС Холла. Так как маломощные генераторы синусоидального напряжения (ГСН) и нановольтметры с синхродетектором доста-

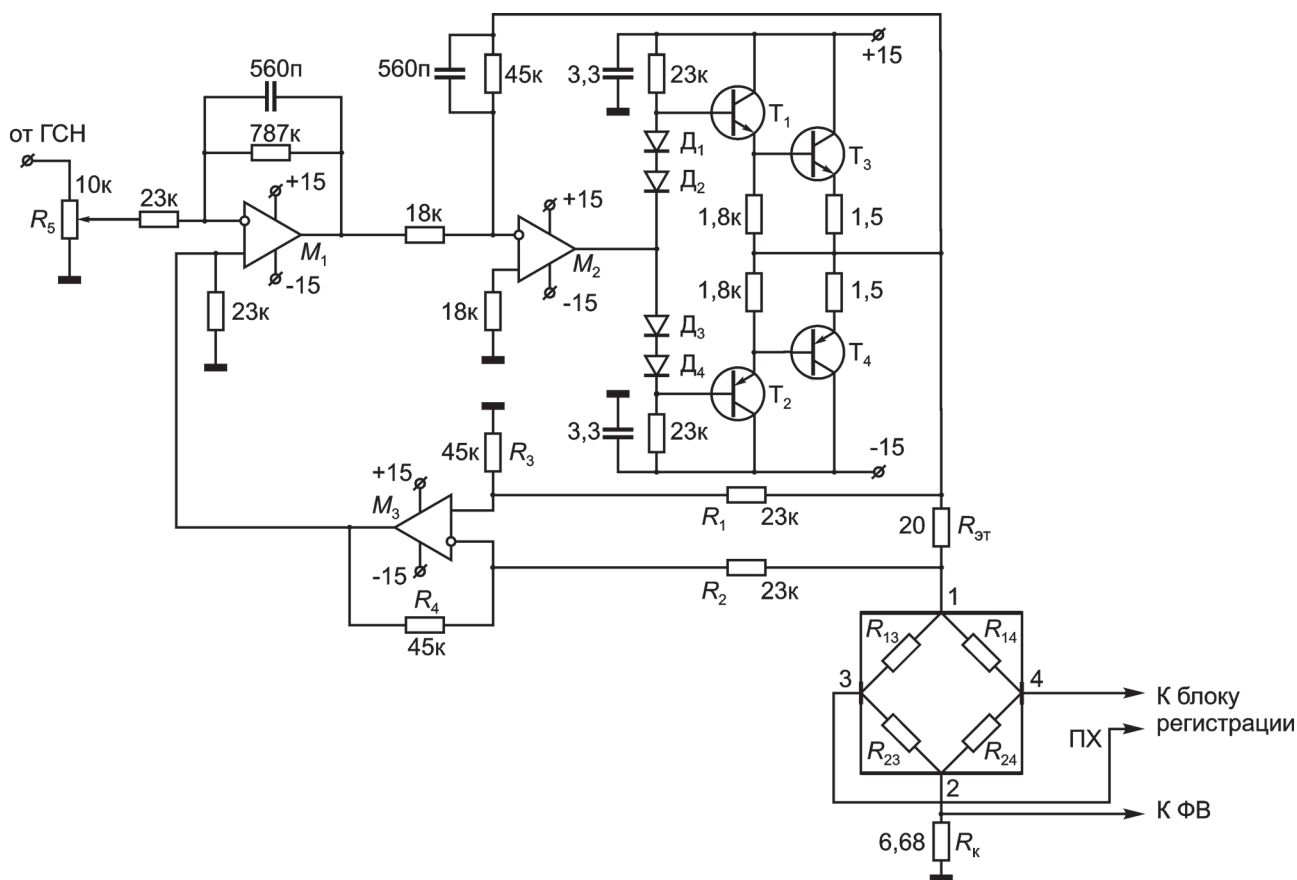


Рис. 1. Принципиальная схема источника:

ГСН — генератор синусоидального тока; M_1, M_2 — операционные усилители К140УД6Б; M_3 — операционный усилитель К140УД17Б; T_1, T_3 — транзисторы КТ972А; T_2, T_4 — транзисторы КТ973А; $D_1 - D_4$ — диоды КД503А; C_2 — потенциометр; $R_2 - R_{29}$ — резисторы; $ФВ$ — фазовращатель

точно изучены, в данной работе рассмотрим схему преобразователя переменного напряжения в переменный ток и схему компенсации $U_{\text{ост}}$ и усиления U_X .

Принципиальная электрическая схема источника питания ПХ приведена на рис. 1. На микросхемах M_1 — M_3 собран преобразователь напряжения в ток с повышенной выходной мощностью. Усиление тока осуществляется операционным усилителем M_2 и эмиттерными повторителями на транзисторах T_1 — T_4 , вычитание — усиление реализовано микросхемой M_3 и резисторами R_1 — R_4 , усиление с обратной связью выполняется с помощью микросхемы M_1 . Разделение функций позволило избежать сложностей, возникающих при настройке источника, и существенно расширило динамический диапазон ПХ. Потенциометром R_5 устанавливалась необходимая сила тока на выходе источника. Входное и выходное сопротивления источника $R_{\text{вх}} > 10^6$ Ом, $R_{\text{вых}} > 10^7$ Ом, соответственно. На частоте 19 Гц при силе тока через ПХ $I_{\text{ПХ}} = 100$ мА и изменении нагрузки в пределах 0—68 Ом, нестабильность тока меньше 0,01 %. Коэффициент нелинейных гармоник в полосе 0—100 Гц менее 0,01 %. Нестабильность тока за 8 ч работы источника при комнатной температуре 20 °С менее 0,01%. Коэффициент нелинейных гармоник и температурная нестабильность источника определяются в основном характеристиками задающего прецизионного генератора ГЗ-113. В случае повышенного требования к характеристикам источника питания с целью автономного использования или решения других задач необходимо разработать или использовать ГСН с более высокими показателями.

Принципиальная электрическая схема блока регистрации приведена на рис. 2. Для уменьшения погрешностей

измерений, связанных с магниторезистивными эффектами в продольном и поперечном направлениях важно, чтобы питание ПХ осуществлялось от высокостабильного источника тока. Регистрирующее устройство должно иметь высокое входное сопротивление. Для этого сначала сигнал контактов ПХ регистрируется с помощью повторителей M_1 , M_2 , а затем поступает на дифференциальный усилитель M_3 . Выходной сигнал M_3 дополнительно усиливается с помощью M_4 . Переключателем $ПК_1$ задаётся коэффициент усиления M_4 в зависимости от диапазона измеряемых полей. Переключение диапазона можно производить автоматически от компьютера, используя вместо $ПК_1$ аналоговый коммутатор. Фазовращатель, собранный на микросхемах M_6 — M_{12} , обеспечивает регулировку фазы сигнала холловских контактов относительно $I_{\text{ПХ}}$ на $\pm 90^\circ$ резисторами R_1 , R_2 (грубо), R_3 (плавно). Известно, что нестабильность U_X и $U_{\text{ост}}$ зависит от температурного дрейфа удельного сопротивления ПХ, а именно от температурной зависимости концентрации и подвижности носителей тока [6]. Для минимизации влияния на результат измерения температурного дрейфа исходили из соображений: $U_{\text{ост}} = I_{\text{ПХ}} R_{\text{вх}}$; холловские контакты расположены в центре токовой полосы и делят входное сопротивление $R_{\text{вх}}$ примерно пополам (см. рис. 1). Для расширения динамического диапазона магнитометра (обеспечения одинаковых показателей в области слабых и сильных магнитных полей) и корректного учёта тепловых эффектов всего ПХ входной сигнал фазовращателя подавался от компенсирующего резистора $R_K \sim 1/2 R_{\text{вх}}$. В токовую цепь R_K подключен последовательно между ПХ и шиной заземления, в том числе для исключения закорачивания плеч ПХ (см. рис. 1). Для минимизации погрешности измерения, пропорциональной току

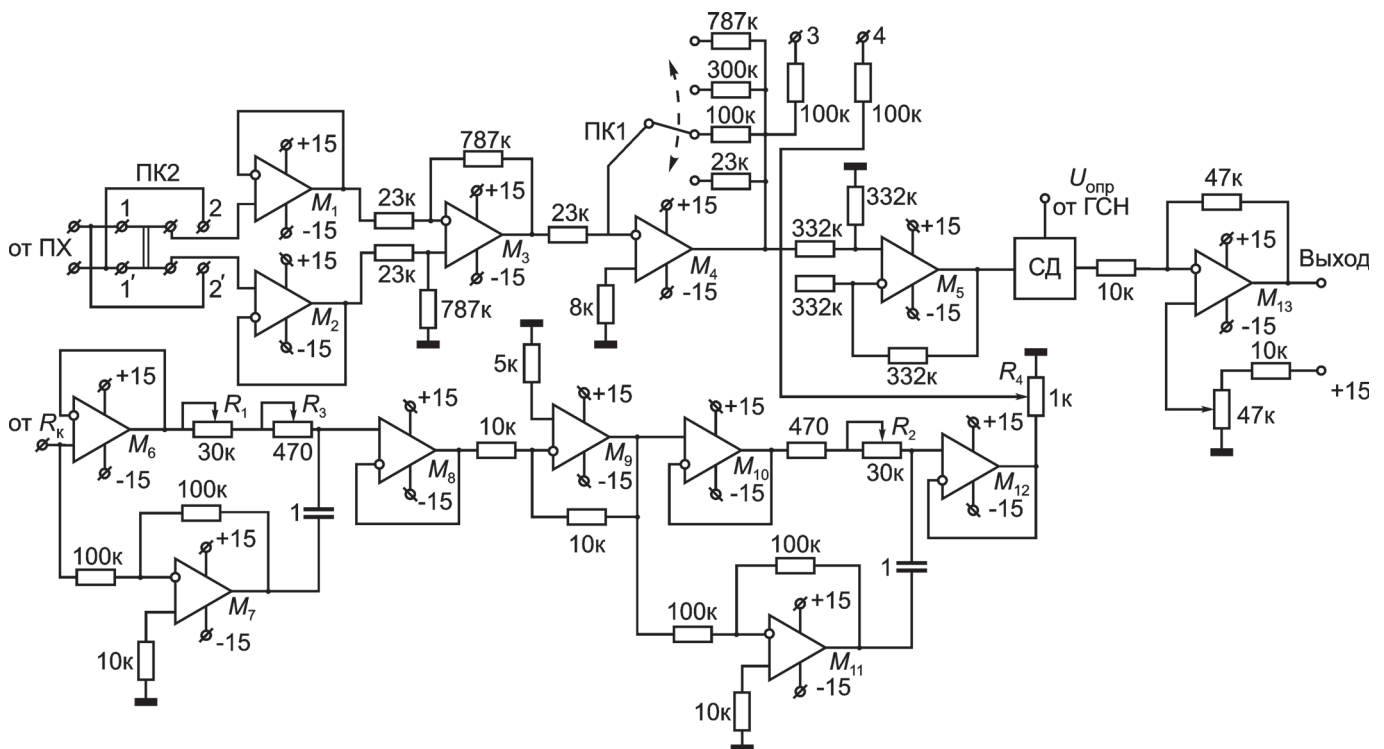


Рис. 2. Принципиальная схема блока регистрации:

$M1$ — $M5$ — операционный усилитель К140 УД17Б; M_6 — M_{13} — операционный усилитель К140 УД7Б; $СПЗ$ — потенциометр; $C2$ — $C29$ — резисторы

через ПХ и обусловленной значением $U_{\text{ост}}$ и температурным дрейфом, отдельно измеряли U_X , $U_{\text{ост}}$. Сначала $U_{\text{ост}}$ усиливали с помощью микросхем M_3 и M_4 , так как $U_{\text{ост}}$ связано с асимметричностью холловских контактов ПХ и не зависит от магнитного поля. Затем усиленный сигнал подавали на один из входов вычитателя M_5 , на второй вход которого поступал выходной сигнал фазовращателя, пропорциональный опорному сигналу стабильного резистора R_K . В результате на выходе M_5 напряжение U_X , пропорциональное магнитному полю, усиливалось по сравнению с $U_{\text{ост}}$ более чем на 60 дБ. Так как сигналы холловских контактов и R_K выравнены по амплитуде, то неконтролируемое изменение амплитуды $I_{\text{ПХ}}$ и сдвиг фазы дополнительно компенсировали вычитателем M_5 . При отсутствии внешнего магнитного поля магнитометр настраивали резисторами R_1 — R_4 , добиваясь наименьшего показания синхронного детектора (СД). Опорный сигнал в СД подавался от ГСН. В качестве СД использовали нановольтметр с синхродетектором типа УПИ-2 или Unipan 232В, которые позволяли в зависимости от диапазона измеряемых магнитных полей дополнительно задавать коэффициент усиления магнитометра. Остаточный выходной сигнал СД компенсируется и усиливается дифференциальным усилителем M_{13} . В результате синфазный сигнал подавался более чем на 120—140 дБ. Переключатель $ПК_2$ (см. рис. 2) служит для изменения фазы на 180° , контрольные точки 3, 4 — для визуального наблюдения сигналов и изменения их фазы.

Для оценки чувствительности и степени нелинейности магнитометра находили постоянную катушки. Далее для области средних и сильных полей, включая и выключая магнитометр из цепи измерений, составляли калибровочные таблицы для ПХ и для ПХ с магнитометром. Затем, задавая слабые токи через соленоид, составляли калибровочные таблицы и сравнивали их. Для определения порога чувствительности магнитометра вместе с тщательно изготовленным микросолеоидом, создающим слабые поля, ПХ размещали внутри сверхпроводящего экрана [4, 5]. Установлено, что чувствительность магнитометра на частоте 19 Гц больше $2,5 \cdot 10^{-7}$ Тл/Гц $^{1/2}$. При этом интегральная нелинейность магнитометра в основном определялась коэффициентом нелинейности ПХ, который при $B = 2$ Тл составлял менее 0,04 %, что выше чем коэффициент нелинейности использованного генератора. Следовательно, дальнейший анализ схемы для достижения более высокой степени линейности не проводился. Следует отметить, что в области слабых полей ПХ проявляет более высокую линейность, чем указано в паспорте. Температурные дрейфы параметров ПХ уменьшались, задавая и постоянно поддерживая в газоплотном микрокриостате температуру с нестабильностью меньше 0,01%, при которой изотермически измеряли магнитопольные зависимости плотности захваченного магнитного потока [5]. Следовательно, система обеспечивала более высокую стабильность рабочей температуры ПХ, чем температурный коэффициент U_X менее 0,08 мВ/К и температурный коэффициент $U_{\text{ост}}$ менее 0,54 мВ/К. Кроме этого после каждой заданной температуры сигналы разбаланса, вызванные тепловыми эффектами, дополнительно скомпенсированы с помощью регулировки тока через ПХ и электронной схемы.

Оптимальная рабочая частота магнитометра выбрана 19 Гц, исходя из следующих экспериментальных фактов. Так как электронная схема магнитометра питается от сети, элек-

тромагнитные помехи по цепи идут в основном на частоте 50 Гц и её гармониках. С целью исключения попадания их в полосу пропускания СД частота опорного сигнала выбрана далеко от сетевой частоты и её гармоник. Работа на более высокой частоте в диапазоне 100—1000 Гц, хотя и позволяет избавиться от низкочастотных помех, но создаёт другие проблемы. На таких частотах очень сильно сказывается влияние паразитных ёмкостей из-за перемещения в пространстве движущихся частей X, Y, Z столика. С ростом рабочей частоты увеличивается разность фаз между U_X и $U_{\text{ост}}$, изменяется форма U_X , что сильно сказывается в случае регистрации слабых магнитных полей.

Для уменьшения погрешностей измерений, связанных с влиянием собственного поля $I_{\text{ПХ}}$ на показания ПХ и физические параметры исследуемого объекта, поле, созданное током $I_{\text{ПХ}}$, тщательно компенсировалось. Это достигалось посредством пропускания тока (на схеме не показано) противофазно току, питающему ПХ. Для этого токи регулируемых источников (идентичных источникам, питающим ПХ) пропускали через провода, бифилярно намотанные (с малым шагом намотки) поверх подводящих проводов ПХ1, ПХ2. Провода на поверхности ПХ проходили параллельно токовым полюсам и были приклеены к поверхности ПХ1, ПХ2 с обратной стороны подложки.

В случае сочетания постоянных и переменных внешних магнитных полей данная схема может быть использована для анализа гармоник активных и реактивных составляющих магнитной проницаемости, магнитной восприимчивости и поверхностного импеданса образцов. Используя в схеме магнитометра высокочастотные операционные усилители, можно повысить его рабочую частоту и измерить переменные магнитные поля на суммарной или разностной частотах $I_{\text{ПХ}}$ и предполагаемой частоте измеряемого переменного поля [6]. Предложенное схемное решение с приведённой элементной базой (после замены ёмкостей в схеме фазовращателя) обеспечивает работу магнитометра в частотном диапазоне до 5 кГц. Разработанная схема позволяет регистрировать сигнал по уровню намного ниже, чем минимальный порог возникновения ЭДС Холла ПХ. Такую высокую чувствительность можно достигнуть, если использовать в электронной части установки высокостабильную по температуре элементную базу, а в предварительной цепи — прецизионный операционный усилитель с более низким коэффициентом теплового дрейфа, например операционные усилители типа 140УД13 и 140УД24 или их зарубежные аналоги.

Для исследования эффекта захвата магнитного потока выбраны монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с критической температурой перехода в сверхпроводящее состояние $T_{\text{кр}} \approx 91$ К размерами около $1,00 \times 1,00 \times 0,05$ мм, $2,00 \times 1,00 \times 0,05$ мм, $0,80 \times 0,70 \times 0,05$ мм; монокристаллы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ с $T_{\text{кр}} \approx 90,2$ К размерами около $1,20 \times 1,10 \times 0,15$ мм, $4,0 \times 4,0 \times 0,1$ мм, $4,0 \times 10,0 \times 0,6$ мм; поликристаллы (текстурированные частично плавленные керамические образцы) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с $T_{\text{кр}} \approx 91$ К в форме диска радиусом 4,5 мм и толщиной 3 мм, радиусом 3 мм и толщиной 2 мм. Критическую температуру образцов определяли по температурной зависимости высокочастотной индуктивности.

Плотность захваченного магнитного потока измеряли при температуре жидкого азота $T \approx 77,4$ К в стационарных магнитных полях до 0,13 Тл. Для измерений использовали режимы охлаждения образца в магнитном поле (FC) и при

отсутствии магнитного поля (ZFC). Поле было направлено перпендикулярно плоскости образцов. Методика подробно описана в [2, 4, 5].

На рис. 3 приведены типичные зависимости плотности захваченного магнитного потока $B_{3,n}$ от внешнего магнитного поля H_0 непосредственно на поверхности исследуемых образцов в режимах FC и ZFC. Эти зависимости свидетельствуют о начальном росте $B_{3,n}$ с плавным переходом в область насыщения при дальнейшем увеличении H_0 . Характерными являются различия в значениях первого критического магнитного поля $H_{кp1}$; поля насыщения H_0^* , при котором $B_{3,n}$ достигает области насыщения; максимального захваченного поля $B_{3,n}^{max}$, соответствующего области насыщения. В режиме ZFC эти значения для монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ составили 5,0; 9,5; 0,029 мТл, и для монокристалла $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ 0,45; 3,0; 0,21 мТл, соответственно. Эти же значения для поликристаллического $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ образца составили 0,01; 50,0; 2,98 мТл (значения указанных полей для каждой группы образцов варьировались в пределах 15 %). Сравнив полученные результаты, можно сделать следующие выводы: интервал полей H_0 , в которых происходит рост $B_{3,n}$, для монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ составляет несколько десятков миллитесла, а для монокристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ он сдвинут в область меньших полей в результате меньших значений поля $H_{кp1}$ и поля насыщения H_0^* ; максимальное захваченное поле $B_{3,n}^{max}$ монокристалла $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ в несколько раз превышает $B_{3,n}^{max}$ монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$; интервал полей, в котором наблюдается рост $B_{3,n}$, для поликристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ существенно больше из-за меньшего значения $H_{кp1}$ и большого значения H_0^* ; значение $B_{3,n}^{max}$ для поликристаллического образца более чем на два порядка превышает этот параметр у монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

Отмеченные различия в поведении монокристаллических и поликристаллических $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ представляются естественными и соответствуют исследованиям захвата магнитного потока в поликристаллических образцах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Для анализа свойств монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и

$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ получение зависимости качественно можно интерпретировать следующим образом. Динамика проникновения магнитного поля в исследуемые образцы в основном определяется двумя факторами: влиянием эффектов экранирования внешнего поля сверхпроводящими токами, индуцируемыми в образце; наличием центров пиннинга, причём в режиме ZFC присутствуют оба фактора, а в режиме FC доминирует второй. При этом $B_{3,n}^{max}$ свидетельствует о том, что влияние центров пиннинга в используемых монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ наименьшее.

Если контакты не утоплены вглубь подложки ПХ промышленного производства, то из-за токовых и потенциальных контактов минимальное расстояние между рабочей поверхностью ПХ и поверхностью образца составит около 200 мкм. В этом случае пространственное разрешение микроскопа определяется не размером рабочей поверхности ПХ (50××100 мкм), а расстоянием, и равно примерно 200 мкм из-за эффекта огибания ПХ магнитным полем образца. Для установления точного значения $B_{3,n}^{max}(0)$ необходимо построить нормированные осевые распределения $B_{3,n}(Z)/B_{3,n}^{max}(0)$ от координаты Z . Экстраполяция кривых к оси ординат, смещенной по оси Z на 200 мкм, показала, что потери сигнала на расстоянии 200 мкм от поверхности образцов составляли не более 5 % от $B_{3,n}^{max}(0)$.

Для измерений параметров плотности захваченного магнитного потока были проанализированы распределения поля непосредственно на поверхности образца и вокруг него (при удалении от поверхности, при радиальном и осевом перемещении образца по отношению к ПХ). Для этого три одинаковых по техническим характеристикам ПХ располагали на трёх строго взаимно перпендикулярных гранях кубика малого размера, который закрепляли на трехкоординатный столик микроскопа [5]. Таким образом, измеряли три компонента B_x , B_y , B_z и определяли поле B произвольного направления. Таким же способом получены все тензоры магнитного поля — основные элементы матрицы градиентов магнитного поля:

$$B_{x,y,z} = \begin{pmatrix} \frac{\partial B_x}{\partial x} & \frac{\partial B_x}{\partial y} & \frac{\partial B_x}{\partial z} \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} & \frac{\partial B_y}{\partial y} & \frac{\partial B_y}{\partial z} \\ \frac{\partial B_z}{\partial x} & \frac{\partial B_z}{\partial y} & \frac{\partial B_z}{\partial z} \end{pmatrix}.$$

Захваченное магнитное поле сильно неоднородно. При удалении от поверхности образца ПХ постепенно перестаёт учитывать часть потока, захваченного в слабых связях и замыкающегося внутри образца. При приближении к краю образца силовые линии плотности захваченного магнитного потока изменяют направление и начинают замыкаться вокруг него.

В результате измерений по описанному выше способу были установлены параметры поля, которое создавалось в отверстии внешнего соленоида микроскопа [4, 5]. Таким образом, погрешность измерения, связанная с термоЭДС контактов ПХ, и электрический шум аппаратуры уменьшены с помощью питания ПХ высокостабильным переменным током с последующим синхродетектированием. В результате использо-

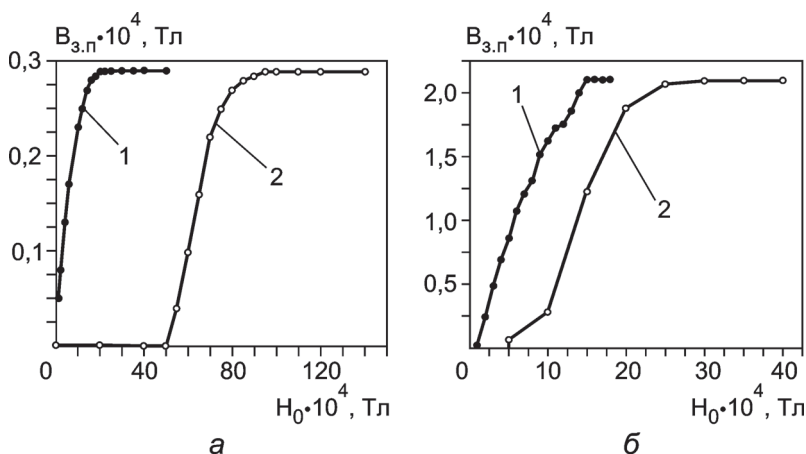


Рис. 3. Зависимости плотности захваченного магнитного потока $B_{3,n}(H_0)$ в центре на поверхности монокристаллического образца в магнитном поле (1) и при его отсутствии (2) при температуре 77,4 К:

а — образец $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ размером 1,00×1,00×0,05 мм; б — образец $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ размером 4,0×4,0×0,1 мм

вания функции раздельного усиления U_x (выход M_3) и $U_{ост}$ (сигнал на R_k) и применения первоначального вычитания — усиления — повторного двухкратного вычитания и усиления, повышена точность компенсации $U_{ост}$ и расширен динамический диапазон магнитометра. Уровень U_x намного увеличен по сравнению с уровнем собственных шумов операционного усилителя (микросхемы $M_4—M_{13}$) и СД. Коэффициент нелинейных гармоник и температурная нестабильность магнитометра определяются в основном характеристиками ПХ, что дополнительно уменьшено использованием калибровочных таблиц и термостабилизацией ПХ.

При использовании ПХ с чувствительной зоной размером 10×10 мкм² [3] и достижении более высокой чувствительности откроются серьёзные перспективы применения холловского магнитометра и созданного на его основе микроскопа в различных областях науки и техники.

Л и т е р а т у р а

1. Rostami Kh. R. Physical Processes Near and on a Twin Boundary in High-Temperature Superconductors and an

Oscillatory Differential Method for Investigating These Processes // J. Low Temp. Phys. 2014. V. 177. N. 3/4. P. 99–114.

2. Ростами Х. Р. Поля размагничивания кристаллитов и способ измерения термодинамического поля квазимонокристаллических и поликристаллических тонких дисков $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. С. 716—725.

3. Cambel V. e. a. Large — scale high — resolution scanning Hall probe microscope used for MgB_2 filament characterization Supercond // Sci. Technol. 2005. N. 18. P. 417—421.

4. Ростами Х. Р. Локальный метод анализа физических процессов в высокотемпературных сверхпроводниках на вихревом фронте // Измерительная техника. 2013. № 11. С. 50—55.

5. Ростами Х. Р. Пространственно-временные характеристики высокотемпературных сверхпроводников и холловский микроскоп для их исследования // Измерительная техника. 2014. № 12. С. 51—56.

6. Кучис Е. В. Гальвано-магнитные эффекты и методы их исследования. М.: Радио и связь, 1990.

Дата принятия: 15.09.2015.

621.317.33

Расчёт силы тока в измерительной цепи детектора высокоскоростных микрочастиц

Н. Д. СЁМКИН, А. М. ТЕЛЕГИН

Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад. С. П. Королева (национальный исследовательский университет)
Самара, Россия, e-mail: semkin@ssau.ru

Показана зависимость силы тока в измерительной цепи детектора высокоскоростных микрочастиц от параметров данных частиц. На основе теоремы Рамо—Шокли получены аналитические выражения для расчёта силы тока в последовательной RC-цепи.

Ключевые слова: высокоскоростной удар, микрометеороид, ион.

The dependence of the current in the measuring circuit of the detector of high-speed particles from microparticles of these parameters. On the analytical expressions for the calculation of the current in a series RC-circuit based theorem Ramo-Shockley received.

Key words: high-speed impact, micrometeoroids ion.

В [1, 2] приведены расчёты силы тока, наведённого пролётом внешнего точечного заряда через плоский вакуумный конденсатор, включенный в состав последовательной RCL-цепи, в отсутствии источника напряжения.

Согласно теореме Рамо—Шокли заряд Q , движущийся между пластинами плоского конденсатора, наводит в его внешней цепи электрический ток i_a [1, 2]:

$$i_a = QV/h,$$

где V — проекция вектора скорости на направление перпендикулярное к пластинам плоского конденсатора; h — расстояние между пластинами.

Результаты этих исследований для создания полупроводниковых детекторов микрочастиц предполагают использовать в [3, 4, 5]. Однако если такой детектор, например детектор микрометеороидов, содержит приёмник в виде конденсатора с плоскими параллельными пластинами, то необходимо подключать к ним источник напряжения [4—7] и в этом случае использовать выражения из [1, 2] невозможно.

Цель данной работы — обобщение соотношения Рамо—Шокли для случая последовательной RC-цепи с источником напряжения.

Рассмотрим образование тока в измерительной цепи детектора микрометеороидов (рис. 1). Микрочастица 3 с высокой скоростью ударяется в мишень 1, при этом в зоне