
**НОВЫЕ РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ
СИСТЕМЫ И ЭЛЕМЕНТЫ**

УДК 621.37

СПОСОБ СОЗДАНИЯ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ДВУХСТУПЕНЧАТЫХ ХОЛЛОВСКИХ МАГНИТОМЕТРОВ С ПОВЫШЕННЫМИ ЛИНЕЙНОСТЬЮ И ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

© 2021 г. Х. Р. Ростами^{a, *}, И. П. Никитин^a, В. А. Лузанов^a^aФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 22.12.2020 г.

После доработки 17.05.2021 г.

Принята к публикации 26.05.2021 г.

Генерацией резкого скачка магнитного отклика в чувствительном элементе на основе эпитаксиальной пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, расположенной параллельно поверхности преобразователя Холла (ПХ), при термодинамическом первом критическом магнитном поле двойников H_{ic1} с помощью осциллирующего затухающего локального магнитного поля (ОЗЛМП) продемонстрирована возможность повышения чувствительности стандартного холловского магнитометра от $\approx 2.5 \times 10^{-7}$ до $\approx 3.6 \times 10^{-9}$ Т. Сохраняя точность и линейность 0.01%, динамический диапазон магнитометра расширен в область слабых полей, $3.6 \times 10^{-9} \dots 10^2$ Т. Для повышения линейности и помехоустойчивости начало рабочей точки магнитометра смещено до H_{ic1} двойников. Воздействием на пленку ОЗЛМП также обеспечивалось повышение пространственного разрешения ПХ во всем рабочем диапазоне магнитометра независимо от достигнутых высоких показателей по чувствительности, точности и линейности.

DOI: 10.31857/S0033849421100132

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время магнитометрия для измерения магнитных полей широко используется в различных областях — от медицины до исследования внешней Солнечной системы. Лучшие технологии магнитометрии достигают энергетического разрешения, близкого к постоянной Планка [1]. Для этой цели широко применяются квантовые магнитометры: на основе СКВИДа [2–4] и магнитометры с оптической накачкой [5], интенсивно ведутся разработки в области квантового зондирования для повышения предельной чувствительности широкополосных ансамблевых NV (nitrogen-vacancy) — алмазных магнитометров [6]. В среднем диапазоне по уровню чувствительности для решения многих задач: например, в физическом эксперименте для измерения характеристик магнитного поля и магнитных свойств материалов, в измерительных системах для измерения градиентов магнитного поля, измерении уровня магнитного шума, геологоразведочных целях и в медицине — созданы разного рода магнитометры с предельно высокими для известных принципиальных решений чувствительностями. С этой целью широко применяются ЯМР- и ЭПР-магнитометры [7–10], индукционные магнитометры с насыщением, феррозондовые магнитометры [11, 12], холловские магнитометры

[13–17] и т.д. Перечисленные магнитометры отличаются друг от друга пространственным разрешением, чувствительностью по уровню регистрируемого сигнала, линейностью выходного сигнала и точностью, динамическим диапазоном по температуре и внешнему магнитному полю, способностью проведения исследований на объектах с разными пространственными масштабами, стоимостью и т.д. Наиболее низкий порог чувствительности, близкой к уровню магнитного вакуума, имеют СКВИД-магнитометры $\approx 10^{-12} \dots 10^{-15}$ Т [2–4], однако они являются сложными и дорогостоящими. Наиболее высокая чувствительность у высокочастотного СКВИДа, которая ухудшается при длительном измерении в связи с возрастанием уровня собственных шумов СКВИДа. Кроме того, в связи с тем, что критические параметры СКВИДа — величина критического тока через джозефсоновский контакт, глубина проникновения магнитного поля внутрь контура квантования СКВИДа — сильно зависят от температуры, магнитного поля и давления, необходимо решить ряд серьезных проблем для обеспечения работы СКВИДа в реальных лабораторных условиях [2–4]. Квантовые магнитометры с щелочной парой с оптической накачкой также позволяют достичь рекордно высокой чувствительности $\approx 10^{-10} \dots 10^{-12}$ Т [5]. При таких чувствительностях очень трудно одновременно

обеспечивать повышенную линейность, точность, быстродействие и пространственное разрешение магнитометра. ЯМР- и ЭПР-магнитометры широко применяются для исследования структуры и свойств различных веществ с высоким пространственным разрешением и точностью. Они имеют чувствительность $\approx 10^{-8} \dots 10^{-9}$ Т, однако предъявляют высокие требования к однородности и стабильности магнитного поля [7–10]. Так как датчик составляет часть резонансного контура, это существенно снижает диапазон измерения полей, перекрываемый одним датчиком [8]. Возникают значительные проблемы при ускорении обработки сигналов и их оптимизации. Названные квантовые магнитометры измеряют приращение магнитного поля и не являются абсолютными приборами измерения постоянных и слабо меняющихся магнитных полей, имеют низкие линейность и пространственное разрешение, что создает серьезные проблемы при интерпретации полученных результатов.

Чувствительность феррозондовых магнитометров, наиболее широко применяемых в качестве измерителя абсолютного значения магнитного поля, при низких температурах достигает $\approx 10^{-10}$ Т [11, 12]. При доступной цене и простоте в обращении эти магнитометры имеют низкую линейность и пространственное разрешение, так как в индуктивных преобразователях высокочастотная накачка и съем сигнала осуществляются с помощью катушек, намотанных непосредственно на сердечник из магнитомягкого материала. При этом для установления точного значения модуля индукции необходимо сначала измерить все три компонента B_x , B_y , B_z и только потом определить величину поля $B = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$ произвольного направления. Магнитометры на основе преобразователя Холла (ПХ), работающие на обычном эффекте Холла [13–17], также обеспечивают непосредственное измерение индукции магнитного поля. Кроме того, они обладают широким динамическим диапазоном и функциональными возможностями, позволяют визуализировать магнитное микросостояние протяженных объектов, имеют высокую точность и линейность выходного напряжения, просты в изготовлении и имеют низкую стоимость. Однако, несмотря на эти положительные стороны, для отчетливого выделения спектра сигнала отклика на слабое магнитное поле наночастиц у холловских магнитометров недостаточно чувствительности, пространственного разрешения и точности. Хотя высокие показатели ПХ позволяют его калибровать с хорошей точностью (10^{-4}) в однородном поле, характеристики магнитометра сильно ухудшаются в неоднородном поле. Это предъявляет высокие требования к однородности поля. Кроме того, линейность и помехоустойчивость магнитометров на основе ПХ ухудшаются при работе в области слабых полей [9, 10], что вызывает определенные трудности

при интерпретации результатов. Для частичной компенсации нелинейности и повышения помехоустойчивости магнитометров на основе ПХ требуются сложные корректирующие схемы.

Таким образом, из-за вышеперечисленных ограничений часто возникает необходимость разработки альтернативных магнитометров, работающих на другом физическом принципе, который не имеет отмеченных недостатков и позволяет улучшить в среднем все характеристики магнитометров. По этой причине большой практический и коммерческий интерес представляют способы повышения чувствительности стандартных холловских магнитометров при одновременном обеспечении высокой точности, линейности и пространственного разрешения.

Цель данной статьи представить принципы работы двухступенчатого магнитометра, имеющего в среднем повышенные характеристики по многим параметрам и предназначенного для более общего использования.

1. СПОСОБ ДВУХЭТАПНОГО ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МАГНИТОМЕТРА

Принцип двухэтапного увеличения чувствительности магнитометра ранее нами была продемонстрирован в [18, 19]. Регистрация сигнала от микросолеоида с обычным массивным цилиндрическим сердечником из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) с помощью резонансного измерителя индуктивности на первом этапе обеспечивала чувствительность магнитометра $\approx 10^{-7}$ Т. На втором этапе в качестве чувствительного элемента микросолеоида был использован сердечник из массивного цилиндрического YBCO, имеющий резкий скачок магнитного отклика при джозефсоновском первом критическом магнитном поле $-H_{c1j}$. Создавая максимально близкое к H_{c1j} опорно-измерительное поле, удалось поднять чувствительность магнитометра до $\approx 10^{-9}$ Т. Однако использование поля самого микросолеоида в качестве опорно-измерительного ограничивало функциональные возможности способа, сужало динамический диапазон и уменьшало точность и линейность магнитометра.

Как с физической, так и с технической точки зрения гораздо выгоднее в качестве чувствительного элемента вместо массивного YBCO-сердечника использовать эпитаксиальную YBCO-пленку, имеющую более резкие скачки магнитного отклика при термодинамических первых критических магнитных полях суб- и нанокристаллитов H_{ic1} , а вместо действующего на исследуемый объект однородного магнитного поля использовать осциллирующее затухающее локальное магнитное поле (ОЗЛМП). Установлено [20, 21], что эпитаксиальные пленки на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) из-за наличия в них

множественных регулярно расположенных границ двойникования имеют поликристаллическую структуру и состоят из двойников (монокристаллов, кристаллитов, суб- и нанокристаллитов) со своими наборами критических параметров.

В данной работе предлагается к пленке, находящейся в сверхпроводящем состоянии, приложить импульс осциллирующего затухающего во времени магнитного поля:

$$H(t) = H_o \exp(-\beta t) \cos \Omega t, \quad (1)$$

где $\beta = r/(2L)$ — коэффициент затухания, $\Omega = (\omega^2 - \beta^2)^{1/2}$ — собственная частота колебательного контура, $\omega^2 = 1/(L_2 C)$. Если амплитуда достигнет значения полей H_{ic1} двойников, то магнитный поток через границы двойникования проникнет в пленку скачкообразно и с ростом поля пленка “распадется” на группы двойников с близкими размагничивающими факторами [20, 21].

Предложенный способ создания высокочувствительных широкодиапазонных магнитометров повышенной точности и линейности основан именно на использовании эффекта скачка на магнитополовой зависимости плотности захваченного магнитного потока (ЗМП) — $B_r(H_o)$ в ВТСП-пленке при воздействии ОЗЛМП. Реализующие предложенный способ магнитометры должны с высоким пространственным разрешением регистрировать как локальные, так и интегральные характеристики объектов, демонстрируя в широком динамическом диапазоне высокую чувствительность, точность и линейность.

Способ реализации двухступенчатого магнитометра заключается в следующем. Сначала энергия электрического поля источника биполярного тока преобразуется с помощью соленоида в магнитную энергию, а затем с помощью эпитаксиальной ВТСП-пленки с резким скачком магнитного отклика, электронной следящей системы и ОЗЛМП создается усиливающая среда для слабых магнитных полей. Попадая в эту среду, слабые магнитные поля суммируются с сильным пороговым опорным полем смещения. Далее усиленный сигнал, становясь заметным, легко обнаруживается и преобразуется в электрическую энергию с помощью преобразователя магнитного поля. Величина опорного поля смещения H_m выбирается из условий:

$$|H_{ic1} - H_m|/H_{ic1} \ll 1. \quad (2)$$

Одним из важных принципиальных решений в предложенном способе является использование ВТСП-пленки как составного элемента следящей системы. Как было показано в [22], YBCO—ВТСП являются управляемыми реверсивными запоминающими средами, что позволяет с помощью электронной следящей системы в районе H_{ic1} -двойников периодически многократно записывать и аннулировать в пленке ЗМП, исходящий от поля ОЗЛМП, пока сумма порогового поля H_m и модуля пиково-

го значения измеряемого магнитного поля $|H_p|$ не достигнет:

$$H_m + |H_p| = H_{ic1}. \quad (3)$$

Как видно из формул (2) и (3), при фиксированном H_{ic1} и изменения внешнего магнитного поля в диапазоне

$$H_m \leq H_o \leq H_m + \Delta H_o \quad (4)$$

($\Delta H_o \ll H_m$) можно с высокой чувствительностью регистрировать слабые магнитные поля. При этом, выбирая H_{ic1} большим и меняя H_m по формуле (3) в широком диапазоне, можно создать широкодиапазонный магнитометр. Кроме того, поскольку согласно формулам (3) и (4) имеем $\Delta H_o/H_m \ll H_{ic1}$, то избирательное сужение области измерения существенно увеличивает линейность, точность и помехоустойчивость магнитометра.

1.1. Магнитометр

на основе преобразователя Холла

При выборе преобразователя магнитного поля необходимо иметь в виду, что по сравнению с другими магнитометрами холловские магнитометры имеют повышенную линейность, точность, помехоустойчивость и являются измерителями абсолютного значения магнитного поля в широком магнитном и температурном диапазонах. Следовательно, при разработке магнитометра, где в качестве преобразователя магнитного поля будет выбран работающий на обычном эффекте Холла ПХ, необходимо лишь повысить чувствительность, линейность и пространственное разрешение магнитометра по сравнению с классическими холловскими магнитометрами, сохраняя другие высокие показатели последнего.

Так как необходимо регистрировать слабые магнитные поля, то в этом случае очень важно рассмотреть вопросы минимизации ошибок магнитометра с ПХ и обеспечения высокой линейности и низкого дрейфа нуля магнитометра. Следует отметить, что возникающие схемные погрешности магнитометра связаны в основном с погрешностями как элементов внешних цепей, так и операционных усилителей (ОУ) и усилителей со связанными с входными (стабильности выходного тока источника питания ПХ) и выходными цепями (точности работы схемы компенсации остаточного напряжения ПХ и прецизионности фазовращателя) холловского магнитометра. Погрешности связаны также со сдвигом входного напряжения ОУ и с конечной скоростью нарастания выходного сигнала ОУ, входящего в состав компенсирующей схемы и масштабных дифференциальных усилителей магнитометра [23].

Для уменьшения погрешностей большой практический интерес представляет использование альтернативных принципиальных технических решений минимизации искажения формы слабых сигналов, возникающего за счет шумов ПХ, источников питания ПХ, схемы компенсации остаточ-

ного сигнала ПХ, входного и выходного усилителей магнитометра. Для решения перечисленных проблем гораздо правильнее сначала сместить рабочую точку ПХ магнитометра в область сильных магнитных полей (где и ПХ, и магнитометр имеют лучшие показатели по линейности и точности) и только после этого накладывать на нее слабое регистрируемое магнитное поле. Поисковая система, построенная в предложенном магнитометре, позволяет автоматически находить его нулевую точку, что дает возможность уменьшить влияние дрейфа и неустойчивость усилителя и точно измерить малое изменение большого сигнала. Это позволяет сначала зафиксировать некоторое значение входного сигнала и усиливать его последующее отклонение от этого уровня со строго заданным коэффициентом усиления. Таким образом, сначала фиксируется, а затем усиливается малое отклонение величины измеряемого поля. Прецизионная схема регистрации сигнала ПХ, устойчиво работающая относительно времени и температуры, описана в [14]. Здесь приведены лишь блок-схемы базового магнитометра и управления. Для воздействия на пленку ступеньками ОЗЛМП — $H(t)$, пленку с ПХ помещали внутрь большого соленоида в направлении, перпендикулярном силовым линиям ОЗЛМП. Соленоид подключался к высокостабильному биполярному источнику постоянного тока управляемым двоичным кодом. Созданное в соленоиде таким способом ОЗЛМП, амплитуда которого вычисляется по выражению

$$H_o \exp(-\beta t) = H_o(t = 0) = H_m, \quad (5)$$

выбиралось из условий (2), что позволило дополнительно более чем на два порядка повысить чувствительность и точность известных базовых холловских магнитометров. Кроме того, ОЗЛМП, прикладываемое к исследуемому объекту, позволило существенно повысить пространственное разрешение магнитометра, так как из-за компенсации ЗМП от симметричных друг к другу положительных и отрицательных полупериодов экспоненциально затухающего косинусоидального поля $H(t)$, ЗМП в пленке происходит только от H_o в диапазоне (4) [20, 21]. Как показано в [20, 21], если исключить влияние на объект спада импульса магнитного поля и использовать в качестве задающего поля только фронт переменного затухающего магнитного поля (ОЗЛМП) — $H(t)$ (см. ниже), то можно существенно повысить пространственное разрешение магнитометра, так как в данном случае разрешение определяется не размером рабочей поверхности ПХ, а линейными размерами двойников, которые задаются условием (3).

Смещение рабочей точки холловского магнитометра с помощью опорного поля смещения H_m аналогично напряжению смещения у прецизионных усилителей позволяет не только повысить точность и линейность, но и расширить динамический диапазон магнитометра путем регулиро-

вания H_m в диапазоне $0 \dots 10^{-1}$ Т. При этом, оставаясь все время в узком диапазоне измерения ΔH_o , удастся и существенно сдвигать динамический диапазон в области слабых полей от значений $2.5 \times 10^{-7} \dots 1.2 \times 10^{-1}$ Т для базового холловского магнитометра до $3.6 \times 10^{-9} \dots 10^{-1}$ Т для предложенного магнитометра при стабильности величины заданного поля не хуже 10^{-9} Т.

Обычно точность и динамический диапазон имеют обратную зависимость. Чем шире динамический диапазон, тем меньше точность. В предложенном способе точность выше 0.01% и не зависит от динамического диапазона, так как опорное поле смещения H_m регулируется в интервале

$$H_{ic1} \leq H_m \leq H_{ic1} + \Delta H_o, \quad (6)$$

а уровень регистрируемого сигнала $|H_p|$ меняется в диапазоне $\Delta H_o \ll H_{ic1}$. Более широкий динамический диапазон в области слабых полей и одновременное обеспечения высокой чувствительности и точности магнитометра необходимы в случае измерения магнитных полей биологических объектов, где для повторяемости полученных результатов необходимо и то и другое.

В случае регистрации магнитных полей в широком динамическом диапазоне с более высоким уровнем индукции магнитометр работает в обычном режиме в диапазоне $2.5 \times 10^{-7} \dots 1.2 \times 10^{-1}$ Т.

2. КОНСТРУКЦИЯ И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ МАГНИТОМЕТРА

На рис. 1 приведена блок-схема двухступенчатого магнитометра, реализующего предложенный способ. Способ реализуется следующим образом: при одновременном поступлении в токовые ключи импульсов прямой полярности происходит соединение регулируемого биполярного разрядного источника тока с соленоидом L , создающим внешнее магнитное поле. Таким образом, происходит накопление магнитной энергии в соленоиде. При смене полярностей импульсов, поступающих в токовые ключи 9, происходит переключение биполярного источника тока 10 на резистор R и включение в цепь соленоида L емкости C . Это приводит к зарядке конденсатора C и к преобразованию магнитной энергии в электрическую. Таким образом, в LC -контуре магнитная энергия соленоида выравнивается с электрической энергией емкости:

$$\frac{LI^2}{2} = \frac{U^2 C}{2}, \quad (7)$$

где I — ток через соленоид, U — напряжение на конденсаторе. В результате последовательных преобразований магнитной энергии в электрическую и наоборот в LC -контуре возникает однополярное переменное, затухающее во времени, магнитное поле положительной полярности, описываемое уравнением (1). Так как амплитуда колебания

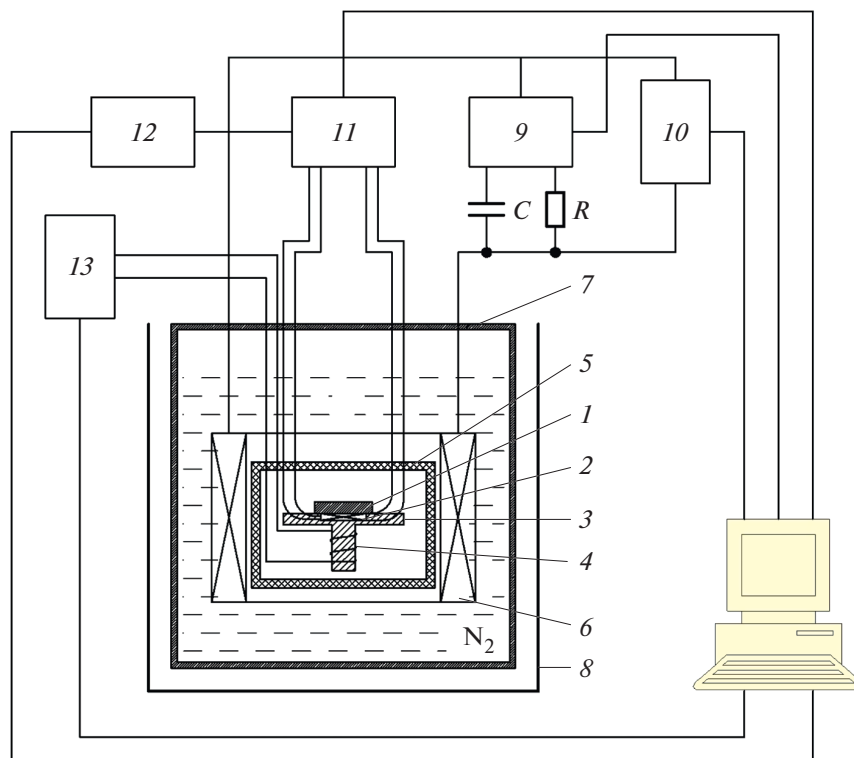


Рис. 1. Блок-схема двухступенчатого магнитометра: 1 – ВТСП-пленка, 2 – преобразователь Холла, 3 – медный хладопровод, 4 – нагреватель, 5 – эбонитовая ампула, 6 – соленоид, 7 – криогенный блок, 8 – магнитный экран, 9 – токовые ключи, 10 – управляемый биполярный источник тока соленоида, 11 – холловский магнитометр, 12 – следящая система, 13 – источник тока нагревателя.

$H_o \exp(-\beta t)$ поля $H(t)$ экспоненциально затухает от значения H_o до нуля, то захват потока от переменного поля не происходит и фиксируется только от поля H_o . При получении импульса о смене полярности выходного напряжения биполярного источника через соленоид L протекает ток обратного направления. В этом случае процесс накопления магнитной энергии в L , заряда и разряда емкости C происходит аналогично описанному выше способу. В результате в соленоиде создается осциллирующее затухающее во времени переменное высокостабильное однородное магнитное поле отрицательной полярности:

$$H(t) = -H_o \exp(-\beta t) \cos \Omega t. \quad (8)$$

Таким образом, путем переключений выходных напряжений источника в соленоиде создается осциллирующее затухающее во времени высокостабильное биполярное однородное магнитное поле:

$$H(t) = \sum_{i,j=0}^N (H_i - H_j) \exp(-\beta t) \cos \Omega t. \quad (9)$$

Здесь $H_{i,j}$ – заданные напряженности магнитных полей, t – время, $i, j = 0, 1, 2, \dots, N$, где N – число ступеней заданного внешнего поля.

На рис. 2 приведены временные зависимости ОЗЛМП для положительной и отрицательной полярности тока.

На рис. 3 приведена блок-схема базового холловского магнитометра первой ступени. Магнитометр работает следующим образом: синусоидальный сигнал от задающего генератора 1 поступает на регулируемый источник тока 2, питающий ПХ. Сигналы холловских контактов от ПХ 3 через повторители напряжения 4, 5 поступают на входы масштабного дифференциального усилителя 6, коэффициент усиления которого, в зависимости от уровня измеряемого сигнала, устанавливается вручную (на схеме не показано) или при помощи компьютера. Далее, сигнал с выхода масштабного дифференциального усилителя 6 подается на один из входов дифференциального усилителя 10, на второй вход которого подается сигнал с компенсирующего сопротивления R_k , проходящий через фазовращатель 7. Выход дифференциального усилителя 10 подключен на вход синхронного детектора 9, на опорный вход которого подается сигнал от задающего генератора. Далее, остаточный выходной сигнал синхронного детектора вычитается вычитателем, а полезный сигнал усиливается и поступает в компьютер.

На рис. 4 приведена зависимость $B_H(H_o)$ для эпитаксиальной YBCO-пленки, измеренная с помощью предложенного базового магнитометра.

На рис. 5 приведена диаграмма работы предложенного двухступенчатого холловского маг-

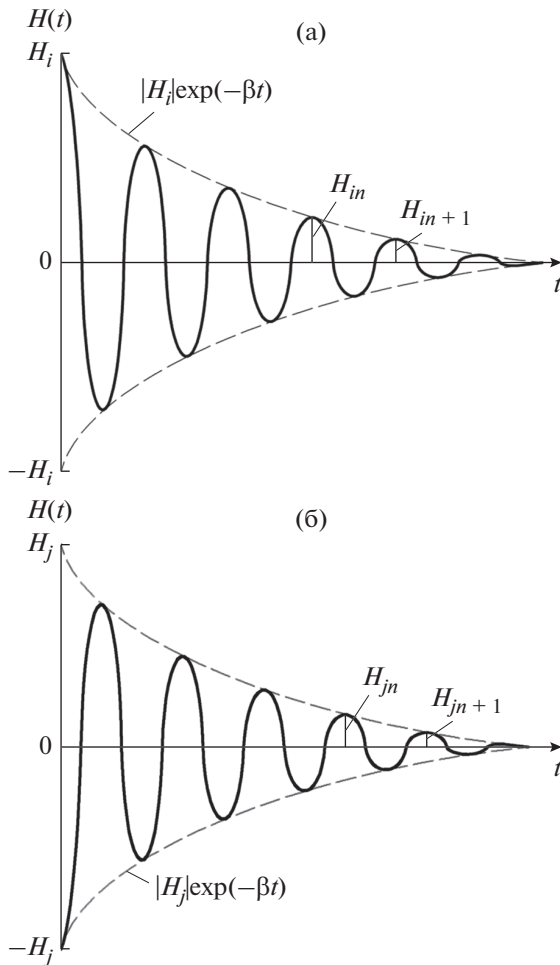


Рис. 2. Временные зависимости ОЗЛМП для положительной (а) и отрицательной (б) полярности тока.

нитометра. Алгоритм работы заключался в следующем: сначала пленку переводили в сверхпроводящее состояние в нулевом магнитном поле, затем подавалась ступенька опорного магнитного поля $H_o = H_m$. После снятия поля с помощью ПХ измеряли B_{tr1} пленки, и устанавливали сигнал P_1 на выходе следящей системы. Этим способом измеряли коэффициент усиления магнитометра K_1 до возникновения скачка магнитного отклика YBCO-пленки на магнитное поле. Далее на измеряемое поле накладывалось поле $H_o \leq H_{ic1}$ и одновременно обеспечивался доступ измеряемого магнитного поля H_p к пленке. В случае

$$H_o + |H_p| > H_{ic1} \quad (10)$$

следящая система переключала полярность источника питания соленоида и возвращала работу установки в исходное состояние. Затем подавалась ступенька H_o меньшего уровня

$$H_o + |H_p| \leq H_{ic1}, \quad (11)$$

и процедура поиска продолжалась до тех пор, пока не было реализовано условие (3) и на выходе

следящей системы не появлялся скачок из состояния P_1 к состоянию P_2 . По измеренному обновленному значению параметра B_{tr2} определяли коэффициент усиления магнитометра K с резким скачком магнитного отклика пленки на ОЗЛМП.

Таким образом, результирующий коэффициент усиления разработанного двухступенчатого холловского магнитометра определяли по формуле

$$K = K_1 (H_m / \Delta H_o). \quad (12)$$

Так как магнитный отклик пленки пропорционален пиковому значению измеряемого поля H_p , то величина H_p определялась разностью между измеренными значениями:

$$H_p = \Delta B_{tr} / K = (B_{tr2} - B_{tr1}) / K_1 (H_m / \Delta H_o). \quad (13)$$

Как видно из формулы (12), коэффициент усиления разработанного магнитометра определяется коэффициентом усиления базового холловского магнитометра без скачка магнитного отклика пленки K_1 , умноженным на коэффициент усиления со скачком магнитного отклика. Каждый раз перед измерением необходимо с помощью нагревателя нагревать пленку до температуры выше температуры перехода пленки в сверхпроводящее состояние, а затем, после охлаждения пленки в нулевом магнитном поле, до температуры 77.4 К, и повторить измерение для других значений полей. Таким образом, разработанный подход позволит при использовании датчиков магнитного поля с более высокой чувствительностью достичь существенного усиления сигнала по сравнению с базовым магнитометром.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНКИ И МАГНИТОМЕТРА

Эпитаксиальные YBCO-пленки толщиной до 0.5 мкм с ориентацией оси $\vec{c}$ перпендикулярно плоскости подложки были получены способом, описанным авторами ранее [30]. Использован метод магнетронного реактивного распыления на постоянном токе стехиометрической YBCO-мишени в кислородосодержащей атмосфере при давлении 350 Па. Пленки осаждались на подложки NdGaO₃ (110) цилиндрической формы диаметром 8 мм. Температура подложки составляла 800°C. Рентгеноструктурный анализ полученных пленок показал наличие единственной ориентации (0001). Полуширина кривой качания составила 0.2°. По уширению дифракционной линии (0005) по формуле Шеррера был определен средний размер областей когерентного рассеяния, который составил около 20 нм.

Исследования с помощью растрового электронного микроскопа высокого разрешения и токовых измерений показали, что пленки обладают малым числом границ двойникования (ГД) и имеют анизотропию в плоскости ab , сравнимую с анизотропией монокристалла. Критический ток, измеряемый

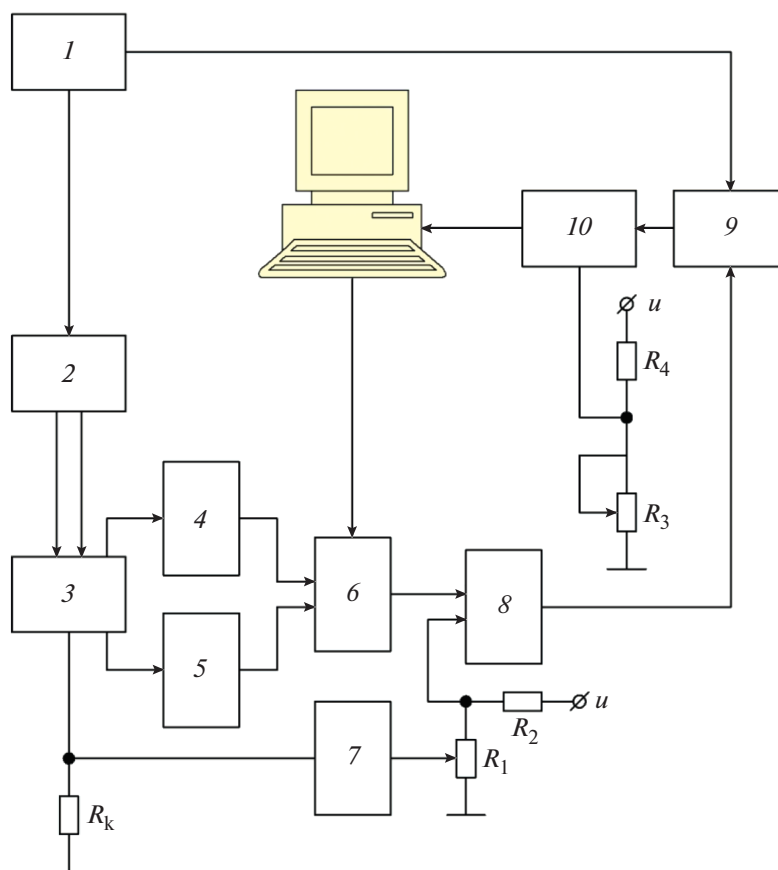


Рис. 3. Блок-схема базового холловского магнитометра первой ступени: 1 — генератор синусоидального напряжения, 2 — регулируемый источник тока, 3 — ПХ, 4, 5 — повторители напряжения, 6 — масштабный дифференциальный усилитель, 7 — фазовращатель, 8 — дифференциальный усилитель, 9 — синхронный детектор, 10 — дифференциальный усилитель.

по четырехзондовой схеме на мостиках, изготовленных методом фотолитографии и жидкого травления, при 77.4 К составил $\sim 5 \times 10^6$ А/см² в поле Земли. В пленке мелкие ГД замаскированы со стороны протяженных ГД, и они хорошо проявляются только при приложении к пленке магнитного поля [20, 21].

Измерение температурной зависимости индуктивности микросоленоида $\ell(T)$ с помощью резонансного измерителя индуктивности в частотном диапазоне 355...555 кГц показало, что пленки, расположенные перпендикулярно к оси микрокатушки с индуктивностью $\ell \approx 65$ мкГн, имели критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 92$ К и ширину сверхпроводящего перехода $\Delta T_c \approx 0.6$ К. Индуктивность большого соленоида, создающего ОЗЛМП, составила $L \approx 0.5$ Гн с активным сопротивлением $r \approx 20$ Ом при температуре 77.4 К. Емкость параллельно подключенного к индуктивности конденсатора составляла $C \approx 2.3$ мкФ. Коэффициент затухания колебаний $\beta \approx 20$ с⁻¹, собственная частота колебательного контура $f \approx 150$ Гц.

В магнитометре в качестве измерительного элемента был использован ПХ типа ПХЭ 603 118 Б на основе тонкопленочного InSb (ООО «ВЕГА —

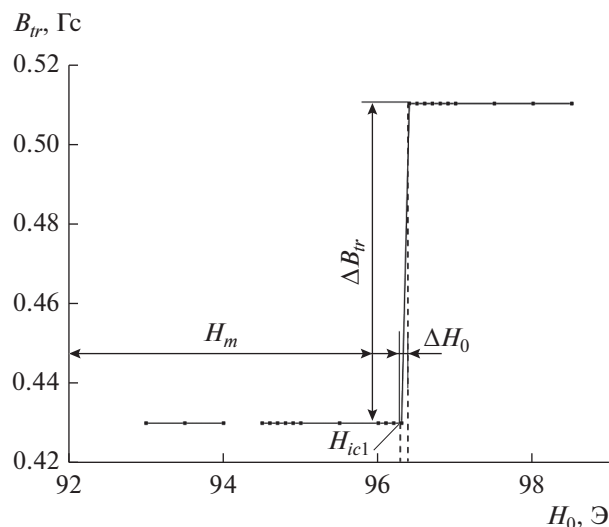


Рис. 4. Магнитолевая зависимость $B_{tr}(H_0)$ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ эпитаксиальной пленки.

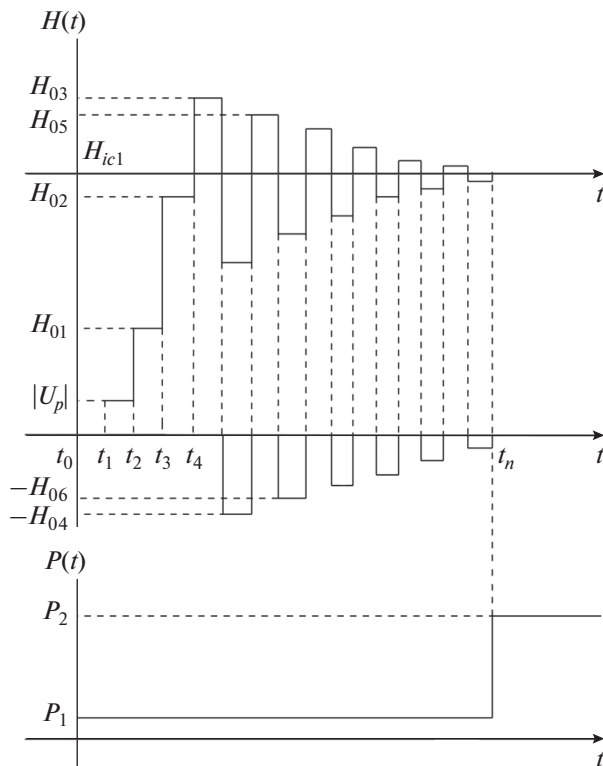


Рис. 5. Диаграмма работы двухступенчатого холлового магнитометра.

ФЛЕКС”, Санкт-Петербург) со следующими характеристиками:

Размер рабочей поверхности	$100 \times 50 \text{ мкм}^2$
Коэффициент преобразования	$\approx 85 \text{ мкВ/мТл}$ при токе 100 мА
Остаточное напряжение	40 мкВ
Входное сопротивление	3.4 Ом
Выходное сопротивление	4.1 Ом
Рабочая температура	1.5...373 К
Температурный коэффициент магнитной чувствительности	менее 0.01%/К
Температурный коэффициент остаточного напряжения	<0.54 мкВ/К
Коэффициент нелинейности при $B = 2 \text{ Тл}$	меньше 0.04%
Коэффициент расходимости	<0.05%
Верхний предел индукции	10 Тл

В принципе, разработанный нами магнитометр рассчитан на использование ПХ с широким спектром параметров.

Достигнутая в предложенной работе точность измерения индукции 0.01% в основном ограничивается точностями элементов, включенных в цепь схемы магнитометра: допусками резисторов, утечками конденсаторов, тепловыми дрейфами и шумами ОУ и ПХ, точностью коэффициента усиления ОУ. В работе [14] входное сопротивление

разработанного источника питания ПХ $R_{\text{вх}} > 10^6 \text{ Ом}$, выходное $R_{\text{вых}} > 10^7 \text{ Ом}$. На частоте 19 Гц при $I_{\text{ПХ}} = 100 \text{ мА}$ и изменении нагрузки в пределах 0...68 Ом нестабильность тока была меньше 0.01%. Коэффициент нелинейных гармоник в полосе 0...100 Гц менее 0.01%. Нестабильность тока за 8 ч работы источника на частоте 19 Гц с током нагрузки 100 мА при комнатной температуре (20°C) была меньше 0.01%.

Для оценки чувствительности магнитометра сначала на сравнительно большом токе с помощью откалиброванного ПХ устанавливали постоянную (ток—поле) катушки, а затем при известном токе определяли величину поля и вычисляли магнитную чувствительность магнитометра.

Для предварительной оценки пространственного разрешения магнитометра и поиска области скачка магнитного отклика YBCO-пленки на ОЗЛМП с помощью предложенного способа, сравнительный анализ зависимости $B_r(H_o)$ проводили в режимах ZFC (zero field cooling) и ZFCMFA (zero field cooling with magnetic flux accumulation). ZFC — это режим охлаждения пленки в нулевом магнитном поле с последующим включением внешнего поля. В данном случае обеспечивается непосредственное взаимодействие магнитного поля с образцом, находящимся в мейснеровском состоянии. ZFCMFA — это режим охлаждения в нулевом магнитном поле с последующим накоплением магнитного потока при ступенчатом росте внешнего поля (подробнее см. ниже). В данном режиме производится поэтапное разрушение слабых связей полями рассеяния захваченных в пленке вихрей и, по возможности, обеспечения взаимодействия внешнего поля с отдельными двойниками [20, 21]. Таким образом, режим ZFCMFA в отличие от режима ZFC позволяет также изучить кроме макроскопических свойств ВТСП физические процессы внутри пленки. На рис. 6 приведена временная диаграмма, реализующая режим ZFCMFA.

Для упрощения процедуры анализа полученных результатов величину ступеней монотонно шаг за шагом увеличивали на величину $\Delta H_o = 10 \text{ Гс}$. После достижения максимально возможного или желаемого значения $H_o \sim 1200 \text{ Гс}$ магнитное поле с такими же шагами снижали. Для плавного перехода от больших пространственных масштабов к малым после каждого цикла измерений высоту ступенек поля H_o постепенно уменьшали, от $\Delta H_o = 50 \text{ Гс}$ до минимальной $\Delta H_o = 1 \text{ Гс}$, при этом после каждого цикла измерений пленку нагревали до температуры выше T_c и затем опять охлаждали до температуры $T = 77.4 \text{ К}$. Для более точного установления значений H_{ic1} проводили количественный анализ полученных результатов. Результаты показали, что величина H_{ic1} при повышении поля растет почти линейно. Это означает, что с уменьшением размеров двойников их расположение становится более однородным, а критические токи приближаются друг к другу. Следовательно,

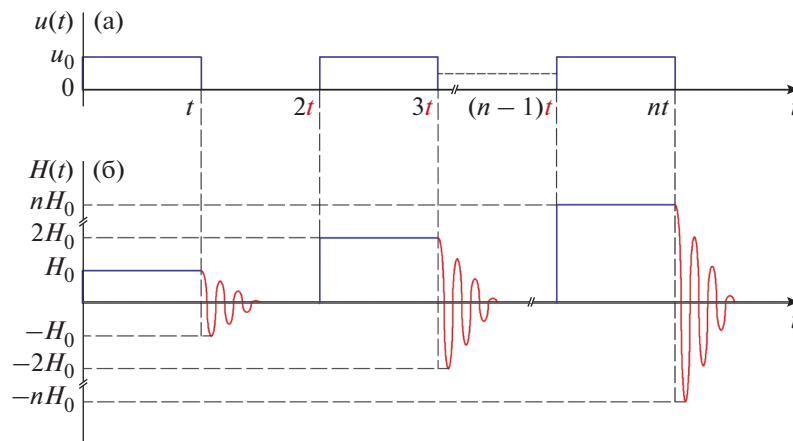


Рис. 6. Временная диаграмма для режима ZFCMFA.

при выборе двойников с соответствующими размагничивающими факторами необходимо выделить те, для которых при H_{ic1} происходит более резкий скачок плотности ЗМП. Таким образом, благодаря этим исследованиям было установлено, что при азотной температуре -77.4 К пленка толщиной $d \approx 0.5$ мкм для выбранных двойников с линейными размерами двойников $a_g = (\Phi_0/H_{ic1})^{1/2}$ [21] имела следующие параметры: $H_{ic1} \approx 96.252 \times 10^{-4}$ Т, $\Delta B_{rr} \approx 0.082 \times 10^{-4}$ Т, $\Delta H_o \approx 0.011 \times 10^{-4}$ Т. Здесь $\Phi_0 \approx 2.07 \times 10^{-11}$ Т см² — квант магнитного потока. Амплитуда опорного поля выбиралась соответственно $H_m = 96.251 \times 10^{-4}$ Т. Такие характеристики обеспечивали чувствительность к ОЗЛМП — $K \approx 3.6 \times 10^{-9}$ Т. При этом чувствительность K_1 разработанного базового магнитометра составляла $\approx 2.5 \times 10^{-7}$ Т [14]. Динамический диапазон магнитометра в чувствительном режиме составляет $3.6 \times 10^{-9} \dots 10^{-1}$ Т, а в более грубом диапазоне $10^{-7} \dots \pm 1.2 \times 10^{-1}$ Т. Стабильность величины заданного магнитного поля лучше, чем 10^{-9} Т. Минимальная величина ступенек при ступенчатом задании величины магнитного поля равна 10^{-7} Т.

Пространственное разрешение магнитометра зависит не только от величин ступеней ОЗЛМП, но и от спектра распределения двойников по размерам, чувствительности магнитометра [20, 21] и размера рабочей поверхности ПХ. Известны ПХ, у которых размер активной зоны 1×1 мкм [16]. Проводя регистрацию слабых полей с помощью трехмерного сканирующего холловского микроскопа, позволяющего в однородном поле картографировать распределение слабых полей объектов с разрешением 1 мкм при приложении ОЗЛМП, можно добиться более высокого разрешения чем 1 мкм, ≈ 0.081 мкм [20, 21]. При установке пьезопреобразователя на головку механизма перемещения микроскопа [25] можно обнаружить двойники меньшего размера и измерить H_{ic1} нанокристаллитов, при котором достигается более высокое про-

странственное разрешение [26]. Такое разрешение можно достичь, например, также с помощью преобразователей на основе гетеропереходов с двумерным электронным газом [27], имеющих размеры рабочей поверхности $\approx 0.3 \times 0.3$ мкм. В таких случаях размер их рабочей поверхности может сравниться с размерами суб- и нанокристаллитов, $10 \dots 300$ нм [28]. Кроме того, как показано в [20, 21], каждый нанокристаллит может захватывать по одному кванту магнитного потока, и скачки на магнитополевой зависимости плотности ЗМП при поле H_{ic1} станут более резкими (см. рис. 4). Чувствительность магнитометра в этом случае повысится более чем на порядок и может достичь $K \approx 10^{-10}$ Т. Это сравнимо с чувствительностью феррозондовых магнитометров [9, 10], но в отличие них будет иметь на порядки лучше линейность и пространственное разрешение. Смещение начала рабочей точки ПХ в данном случае составляло до $H_{ic1} \approx 96.252 \times 10^{-4}$ Т, сужение диапазона работы ПХ колебалось в районе $\Delta H_o \approx 0.011 \times 10^{-4}$ Т (см. рис. 4), и благодаря реализации зависимости (3) был обеспечен коэффициент нелинейности меньше 0.01% (в основном задается нелинейностью ПХ) во всем динамическом диапазоне магнитометра вне зависимости от достигнутой чувствительности и точности магнитометра. Для определения коэффициента нелинейности магнитометра в диапазоне до 10^{-1} Т через большой соленоид пропускали строго линейно нарастающий ток и измеряли величину поля. По степени отклонения линейности тока и поля было установлено, что коэффициент нелинейности магнитометра выше в области слабых полей и, уменьшаясь, достигает при $B = 10^{-2}$ Т величины менее 0.01%.

Следует отметить, что в отличие от магнитометров, рассмотренных ранее, [18, 19], применение соленоида, создающего большое внешнее магнитное поле, позволило существенно сместить нижний порог срабатывания магнитометра и достичь значения H_{ic1} суб- и нанокристаллитов, которое на два-три по-

рядка выше чем H_{c1f} . Кроме того, использование в качестве внешнего поля ОЗЛМП в режиме ZFCMFА существенно повысило не только линейность и пространственное разрешение, но и быстродействие магнитометра. Другим преимуществом предложенного способа является то, что измеряемую величину устанавливали с помощью следящей поисковой системы, позволяющей менять амплитуду поля $H(t)$ согласно формуле (9) и с помощью подгонки опорного поля реализовать формулу (3) с высокой точностью. Из-за того, что ступеньки H_0 задавались с помощью высокостабильных разрядных генераторов [29], это существенно повышало стабильность и точность магнитометра, так как количество разрядов, соответствующее измеряемому полю, фиксировалось с высокой точностью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, с использованием процедуры преобразования электрической энергии в магнитную, усиления с помощью ОЗЛМП магнитной энергии измеряемого магнитного поля и повторного преобразования усиленной магнитной энергии в электрическую энергию продемонстрирована возможность дополнительного повышения предельной чувствительности классических магнитометров. Приведен пример, когда, используя в качестве базового магнитометра первой ступени классический магнитометр, работающий на обычном эффекте Холла, с чувствительностью $\approx 2.5 \times 10^{-7}$ Т в динамическом диапазоне магнитометра $10^{-7} \dots \pm 1.2 \times 10^{-1}$ Т, во второй ступени достигнута чувствительность $\approx 3.6 \times 10^{-9}$ Т и динамический диапазон $3.6 \times 10^{-9} \dots 10^{-1}$ Т. Точность и линейность выходного сигнала магнитометра составляют 0.01% и не зависят от достигнутой чувствительности и динамического диапазона магнитометра. Пространственное разрешение магнитометра определяется линейными размерами двойников YBCO-пленки и существенно уменьшается с ростом H_{c1} . Показано, что значение результирующего коэффициента усиления двухступенчатого магнитометра напрямую зависит от коэффициента преобразования преобразователя магнитного поля и магнитометра первой ступени. Это позволяет предположить, что в случае использования преобразователей магнитного поля с повышенной чувствительности можно достичь более высокой чувствительности двухступенчатого магнитометра, чем чувствительность $\approx 3.6 \times 10^{-9}$ Т при использовании ПХ. Так как на первом этапе магнитометр, например на основе СКВИДа, может обеспечить чувствительность $\sim 10^{-12} \dots 10^{-15}$ Т, то на втором этапе чувствительность может достигнуть $\sim 10^{-14} \dots 10^{-17}$ Т. Такие предельные чувствительности являются очень важными для высокоточного исследования квантованных уровней магнитного вakuума в веществе при низких температурах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Morgan W.* // Rev. Mod. Phys. 2020. V. 92. № 2. P. 021001.
2. Слабая сверхпроводимость: Квантовые интерферометры и их применения / Под ред. Б.Б. Шварца, С. Фонера. М.: Мир, 1980.
3. *Jaklevic R.C., Lambe J., Silver A.H., Mercereau J.E.* // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 12. № 7. P. 159.
4. *Carrelli M., Castellano G., Flacco K. et al.* // Europhys. Lett. 1997. V. 39. № 5. P. 569.
5. *Александров Е.Б., Вершовский А.К.* // Успехи физ. наук. 2009. Т. 179. № 6. С. 605.
6. *Barry J.F., Schloss J.M., Bauch E. et al.* // Rev. Mod. Phys. 2020. V. 92. № 1. P. 015004.
7. *Ernst R.R., Bodenhausen G., Wokaun A.* Principles of Nuclear Magnetic Resonance in One and Two Dimensions, Oxford: Clarendon Press, 1987.
8. *Карнов Г.Б.* // Автометрия. 2015. Т. 51. № 1. С. 70.
9. *Chiesa M., Paganini M.C., Livraghi S., Giamello E.* // Phys. Chem. Chem. Phys. 2013. V. 15. P. 9435.
10. *Khasanov R., Talanov Yu., Assmu W., Teitelbaum G.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. № 18. P. 13339.
11. *Forbes A.J.* Geomagnetic field: Measurement, in Geophysics. Encyclopedia of Earth Sciences. Boston: Springer, 1989.
12. *Ando B., Baglio S., Bulsara A.R., Trigona C.* // Sensors and Actuators. 2009. V. 151. P. 145.
13. *Баумес Г.П., Попович Р.С.* // ТИИЭР. 1986. Т. 74. № 8. С. 60.
14. *Ростами Х.Р.* // Измерит. техника. 2016. № 12. С. 40.
15. *Игнатев В.К., Орлов А.А., Перченко С.В., Станкевич Д.А.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. № 15. С. 3.
16. *Oral A., Bending S.J., Henini M.* // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. № 9. P. 1324.
17. *Mel'nikov A.S., Nozdryn Yu.N., Tokman I.D., Vysheslavtsev P.P.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. № 11. P. 11672.
18. *Rostami Kh.R., Mantorov V.V., Sukhanov A.A.* // Sensors and Actuators A: Physical. 1998. V. 65. P. 10.
19. *Rostami Kh.R., Sukhanov A.A., Mantorov V.V.* // Symp. Microwave Processing of Materials V. San Francisco. 8–12 Apr. 1996 / Eds. by M. F. Iskander, J. O. Kiggans, J. Ch. Bolomey. Pittsburgh: Materials Research Soc., 1996. P. 477.
20. *Ростами Х.Р.* // ФТТ. 2013. Т. 55. № 9. С. 1671.
21. *Ростами Х.Р.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. № 12. С. 758.
22. *Ozmanyany Kh., Sandomirskii V.B., Sukhanov A.A.* // Superconductor Sci. Technol. 1990. V. 3. P. 255.
23. *Horowitz P., Hill W.* The Art of Electronics. Cambridge: Univ. Press, 1980.
24. *Kuhle A., Skov J.L., Hjorth S. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. № 23. P. 3178.
25. *Ростами Х.Р.* // ЖТФ. 2020. Т. 90. № 12. С. 2066.
26. *Barret R.C., Quate C.F.* // Rev. Sci. Instr. 1991. V. 62. P. 1393.
27. *Bending S.J.* // Physica C. 2010. V. 470. № 19. P. 754.
28. *Nakahara S., Boone T., Yan M.F. et al.* // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. № 2. P. 451.
29. *Ростами Х.Р.* Преобразователь код-ток. Патент РФ № 2007862. Оpubл. 15.02.1994. Б.И. № 3.
30. *Mozhaev P.B., Kotelyanskii I.M., Luzanov V.A. et al.* // Physica C. 2005. V. 419. № 1–2. P. 53.