

05

## Усовершенствованный высокочувствительный холловский магнитометр с повышенной линейностью и улучшенным пространственным разрешением

© Х.Р. Ростами

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
141190 Фрязино, Московская обл., Россия  
e-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru

Поступило в Редакцию 4 января 2022 г.

В окончательной редакции 28 апреля 2022 г.

Принято к публикации 26 сентября 2022 г.

Одновременным действием постоянного опорного магнитного поля смещения и осциллирующего затухающего локального магнитного поля подмагничивания на поверхность чувствительного элемента из эпитаксиальной пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  генерирован резкий скачок магнитного отклика при термодинамическом первом критическом магнитном поле двойников  $H_{ic1}$ . Усилением исследуемого слабого сигнала суммарным полем и использованием эффекта резкого скачка динамической остаточной магнитной проницаемости в районе  $H_{ic1}$  продемонстрирована возможность повышения чувствительности стандартного холловского магнитометра от  $\sim 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ Gs/Hz}^{1/2}$  до  $\sim 8 \cdot 10^{-7} \text{ Gs/Hz}^{1/2}$  в частотном диапазоне  $\sim 1 \text{ kHz}$ . С сохранением точности и линейности  $\sim 0.01\%$  диапазон измеряемых магнитных полей магнитометра расширен в область слабых полей  $\sim (8 \cdot 10^{-7} - 2.5 \cdot 10^{-3}) \text{ Oe}$ . Для повышения чувствительности, линейности и помехоустойчивости начало рабочей точки магнитометра смещено до значений  $H_{ic1}$  двойников. Повышенное пространственное разрешение магнитометра, определяемое линейными размерами двойников  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  пленки, обеспечивалось увеличением направленного перпендикулярно к поверхностям пленки и преобразователю Холла суммарным магнитным полем и достигало величины  $\sim 300 \text{ nm}$ .

**Ключевые слова:** двойниковый высокотемпературный сверхпроводник, скачок плотности захваченного магнитного потока, опорное магнитное поле смещения, осциллирующее затухающее локальное магнитное поле подмагничивания, двухступенчатый холловский магнитометр.

DOI: 10.21883/JTF.2022.12.53747.16-22

### Введение

В настоящее время большое внимание уделяется изучению одной из основных фундаментальных проблем прикладной физики — принципам разработки альтернативных методик высокоточной магнитометрии, применение которых может варьироваться от медицины до исследования магнитных полей планет [1–5]. Высокоточные магнитометры необходимы также в химии и физике для исследования квантово-механических процессов в веществах в условиях магнитного вакуума, низких температур и т.д. На сегодняшний день наиболее высокие показатели имеют сверхпроводящие квантовые интерференционные датчики магнитного поля — СКВИД [1,2] и магнитометры с оптической накачкой паров щелочных металлов с сильной спиновой поляризацией [3,4]. Эти магнитометры имеют предельно высокие чувствительности  $\sim 10^{-8} - 10^{-11} \text{ Gs/Hz}^{1/2}$  и  $10^{-6} - 10^{-8} \text{ Gs/Hz}^{1/2}$  соответственно. Вместе с тем эти магнитометры обладают низким пространственным разрешением. Имеющие предельно высокие пространственные разрешения магнитометры на основе твердотельных спиновых систем, такие, как широкополосные ансамблевые NV-алмазные магнитометры [5], наоборот, имеют чувствительность на несколько порядков ниже, чем СКВИД магнитомет-

ры. В связи с этим для повышения чувствительности до уровня чувствительности СКВИДа с сохранением пространственного разрешения NV магнитометров также активно ведутся разработки в области квантово-механического зондирования алмазных кристаллов с азотной вакансией. Для охвата промежуточного случая между NV магнитометрами и СКВИД, с одной стороны, и магнитометрами с низкими показателями по чувствительности и пространственному разрешению с другой, разработан целый ряд магнитометров. Области применений последних, в частности, включают в себя измерения параметров магнитного поля, магнитных свойств материалов, градиентов магнитного поля, уровней магнитного шума, геологоразведку, медицину и т.д. Для решения этих задач применяются ЯМР и ЭПР магнитометры [6,7]; индукционные магнитометры с насыщением, феррозондовые магнитометры [8], холловские магнитометры [9–11] и т.д. Вышеперечисленные магнитометры отличаются друг от друга своим пространственным разрешением, точностью измерения сигнала, чувствительностью по уровню регистрируемого сигнала, линейностью выходного сигнала, диапазонами измерений магнитного поля, чувствительностью к температуре и способностью проведения исследований на объектах с разными пространственными масштабами, стоимостью и

т.д. Приборы на основе квантовых явлений, имеющие наиболее низкий порог чувствительности, близкой к уровню магнитного вакуума, являются сложными и дорогостоящими. ЯМР и ЭПР магнитометры с чувствительностью  $\sim 10^{-3} - 10^{-5} \text{Gs/Hz}^{1/2}$  широко применяются для исследования структур и свойств различных веществ с высоким пространственным разрешением и точностью. Однако они предъявляют высокие требования к однородности и стабильности магнитного поля [6,7]. Так как датчик составляет часть резонансного контура, это существенно снижает диапазон измерения полей, перекрываемых одним датчиком [7], и вследствие этого возникают значительные проблемы при ускорении обработки сигналов и их оптимизации. Вышеперечисленные квантовые магнитометры измеряют приращение магнитного поля и не являются приборами для измерения абсолютных значений постоянных и слабо меняющихся магнитных полей. Они имеют низкую линейность, что создает серьезные проблемы при интерпретации полученных результатов. Чувствительность наиболее широко применяемых в качестве измерителя абсолютного значения магнитного поля феррозондовых магнитометров при низких температурах достигает  $\sim 10^{-6} \text{Gs/Hz}^{1/2}$  [8]. Однако, несмотря на относительную дешевизну и простоту 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. Магнитометры на основе преобразователя Холла (ПХ) [9–11] также обеспечивают непосредственное измерение индукции магнитного поля. Кроме того, они обладают широким диапазоном измеряемых магнитных полей и функциональными возможностями, позволяющими 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. В настоящей работе будет описан усовершенствованный магнитометр на платформе ПХ с расширенными функциональными возможностями, позволяющий ему обеспечить более высокую чувствительность и быстродействие, чем у холловских магнитометров [12,13].

## 1. Физические основы построения датчика магнитного поля

Как известно [14–17], высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) имеют сложную кристаллическую структуру, состоящую из двойников (моноклиниты, кристаллиты-зерна, суб- и нанокристаллиты), соединен-

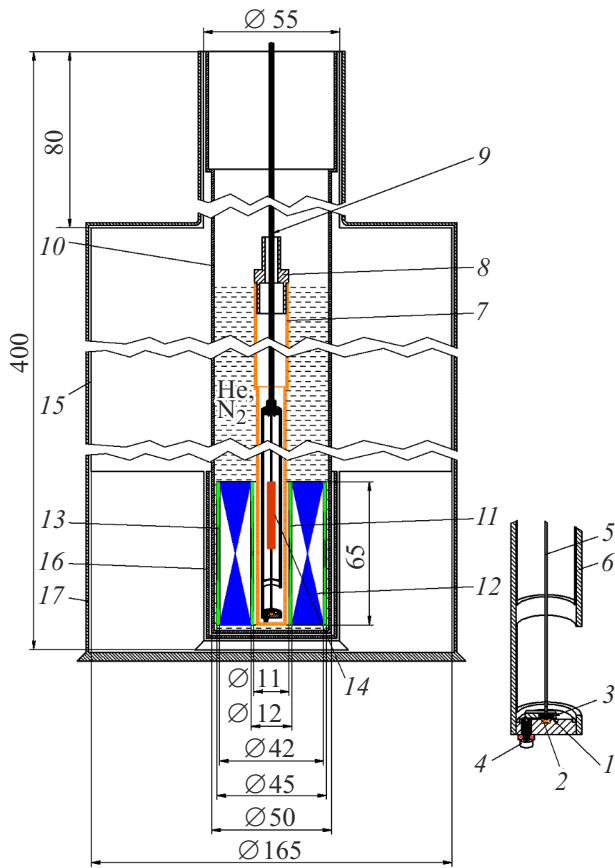
ные между собой слабыми джозефсоновскими связями. Для более доступного с технологической точки зрения ВТСП —  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (YBCO) также установлено, что даже самые совершенные монокристаллы YBCO ВТСП содержат в себе большое количество регулярно расположенных границ двойникования (ГД) с плоскостью двойникования (110). В зависимости от способа приготовления материала, ГД могут иметь ширину  $\Delta d \approx 30 - 50 \text{ \AA}$ , а расстояние между ГД может составлять  $d \approx 200 - 2000 \text{ \AA}$  [18,19]. ГД хорошо обнаруживаются не только в монокристаллических YBCO и в зернах массивных поликристаллических YBCO ВТСП, но и в эпитаксиальных пленках YBCO. В работах [15–17] показано, что с ростом внешнего магнитного поля подавляются критические токи слабых джозефсоновских контактов между двойниками и при  $H_{ic1}$  двойников ВТСП образец скачкообразно „распадается“ на группы двойников с квантованными пространственными масштабами. Образованные в процессе „деления“ образца группы двойников сортируются по близким размагничивающим факторам  $n$ . При этом с ростом внешнего поля и распада образца на все более мелкие двойники усиливается ближний порядок в стеклообразной кристаллической структуре ВТСП, что позволяет определить минимальный период распределения ГД. Усиливается резкость скачков, повышается значение  $H_{ic1}$  двойников и улучшается пространственное разрешение холловского магнитометра, описываемого ниже. Следует отметить, что наличие ГД присуще самой природе YBCO ВТСП, так как двойниковые домены образуются в результате структурного фазового перехода из тетрагональной (несверхпроводящей) в орторомбическую (сверхпроводящую) фазу при температуре  $\approx 700^\circ\text{C}$  и/или изменением стехиометрии образцов путем легирования [14–20]. Так как свойства ГД ярко проявляются также и в других купратах (лучше в соединениях  $\text{LaSrCuO}$ ), а также в двойниковых, ромбических и недостаточно допированных пниктидах железа — кристаллах  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  [20], основной целью настоящей работы является демонстрация возможности использования свойства скачкообразного распада образца на двойники в двойниковых купратных и железосодержащих пниктидных ВТСП для создания на их основе усовершенствованного холловского магнитометра (УХМ) с повышенными показателями.

## 2. Принципы построения камеры датчика и УХМ

Для расширения функциональных возможностей, а также достижения более высокой чувствительности и быстродействия нами произведена замена одного соленоида на два соосных в камере датчика [12,13].

На рис. 1 приведена конструктивная схема камеры датчика магнитного поля.

На рис. 2 приведена схема блока управления камерой датчика магнитного поля и измерительной части,



**Рис. 1.** Структурная схема камеры датчика магнитного поля: 1 — ВТСП эпитаксиальная пленка, 2 — ПХ, 3 — образец, 4 — латунный контактный винт, 5 — медный стержень, 6 — медный направляющий цилиндр, 7 — эбонитовый колпак (ампула), 8 — нержавеющий стержень, 9 — нержавеющая трубка, 10 — нижняя суженная часть криостата, 11 — соленоид поля подмагничивания, 12 — соленоид опорного магнитного поля смещения, 13 — соленоид поля компенсации, 14 — нагреватель, 15 — основная часть криостата для вместимости основного объема хладагента, 16 — сверхпроводящий экран, 17 — наружный магнитный экран.

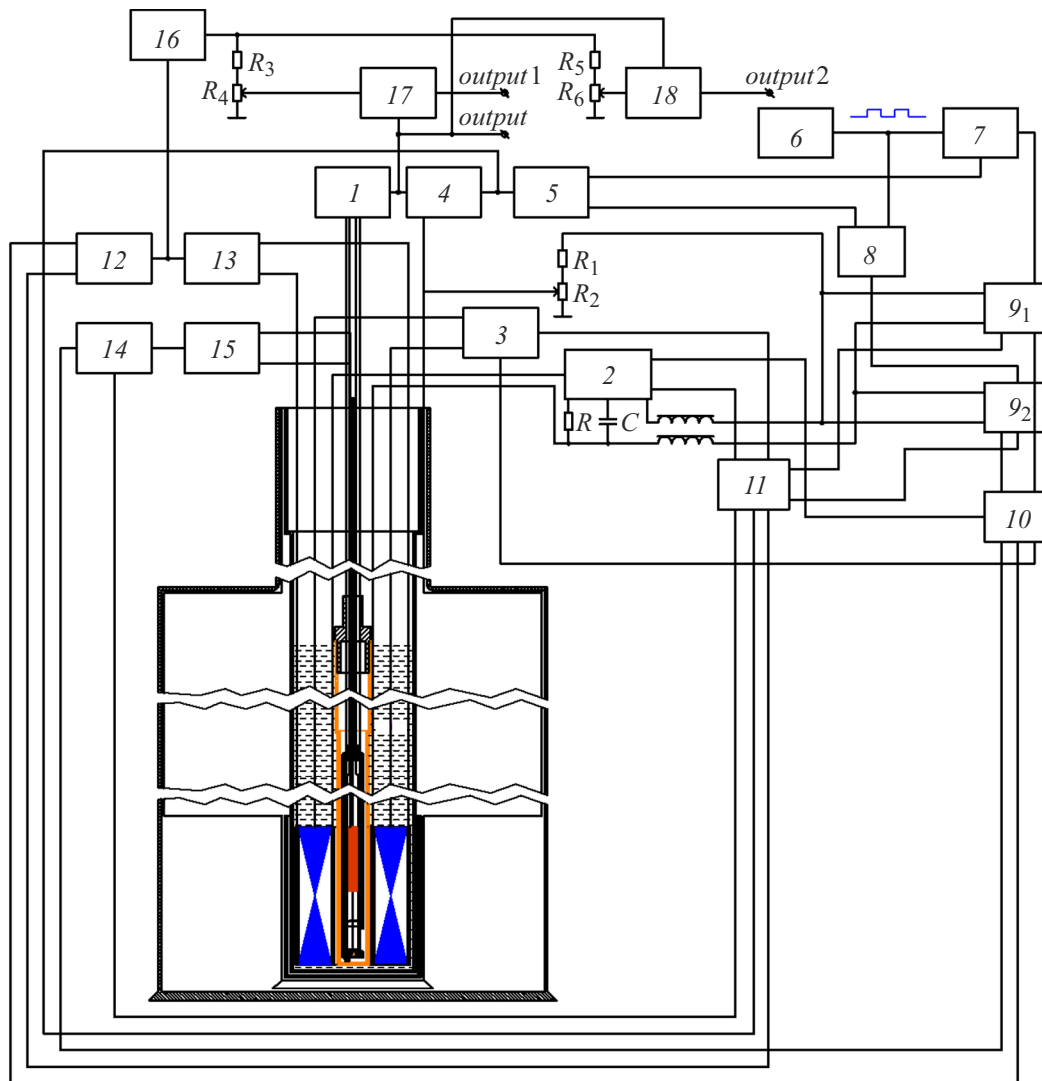
лежащих в основе построения УХМ. Функционирование УХМ, действующего по принципу следящей системы, в состав которой в том числе входит и эпитаксиальная пленка YBCO ВТСП, заключается в следующем: сначала по команде компьютера 11 или блока ручного управления 10 регулируемый источник постоянного тока 3 подключается к соленоиду опорного магнитного поля смещения  $L_1$ , и в нем создается поле  $H_m$ . Далее созданный в пленке сигнал отклика регистрируется с помощью базового холловского магнитометра 1, выходной сигнал которого подается на один из входов компаратора 4, выход которого, в свою очередь, подключен к входу триггера 5. Выходы триггера 5 подключены к входам схем логического умножения 7, 8, выходы которых соединены со счетными входами двоично-десятичных реверсивных счетчиков (ДДРС). Выходные сигналы ДДРС

поочередно переключают токи разрядных генераторов прямоугольных импульсов 2 плеч положительной  $9_1$  и отрицательной  $9_2$  полярности. Выходы плеч положительной и отрицательной полярности тока биполярного источника через дроссели подключены к входам токовых ключей и через резисторы  $R_1, R_2$  ко второму входу компаратора 4. Выходы токовых ключей по команде компьютера 11 поочередно через емкость  $C$  и резистор  $R$  подключают выходы разрядных генераторов тока плеч положительной и отрицательной полярности тока биполярного источника к входам соленоида поля подмагничивания. Таким образом, созданное в камере преобразователя магнитного поля осциллирующее затухающее локальное магнитное поле (ОЗЛМП) — поле подмагничивания — суммируется с опорным магнитным полем смещения. Поле подмагничивания создается следующим образом: при поступлении от компьютера 11 импульсов в плечо тока положительной полярности, через токовые ключи происходит соединение слаботоочного регулируемого биполярного источника тока 2 с соленоидом  $L_2$ , создающим поле подмагничивания. Таким образом, происходит накопление магнитной энергии в соленоиде. При смене полярностей импульсов, поступающих от компаратора 4 в токовые ключи с помощью схемы логического умножения 7, происходит переключение плеча тока положительной полярности слаботоочного биполярного источника тока 2 соленоида поля подмагничивания на резистор  $R$  и включение в цепь соленоида  $L_2$  емкости  $C$ . Это приводит к зарядке конденсатора  $C$  и к преобразованию магнитной энергии в электрическую. В результате последовательных преобразований магнитной энергии в электрическую, и наоборот, в  $L_2C$ -контуре возникает ОЗЛМП положительной полярности, описываемое уравнением

$$H_1(t) = H_{o1} \exp(-\beta t) \cos \Omega t, \quad (1)$$

где  $\beta = r_2/(2L_2)$  — коэффициент затухания,  $\Omega = (\omega^2 - \beta^2)^{1/2}$  — собственная частота колебательного контура,  $\omega^2 = 1/(L_2C)$ ,  $r_2$  — остаточное сопротивление соленоида  $L_2$  для случаев намотки катушки из несверхпроводящего провода. При получении от компаратора 4 импульса, дающего разрешение на смену полярности выходного напряжения биполярного источника 2, к токовым ключам с помощью схемы логического умножения 8 подсоединяется плечо тока отрицательной полярности и через соленоид  $L_2$  начинает протекать ток обратного направления. В этом случае накопление магнитной энергии в  $L_2$ , а также зарядка и разрядка емкости  $C$  происходят аналогично вышеописанному способу. В результате в соленоиде  $L_2$  создается высокостабильное однородное ОЗЛМП отрицательной полярности.

Путем переключения выходных напряжений источника 2 в соленоиде  $L_2$  создается высокостабильное



**Рис. 2.** Блок-схема двухступенчатого магнитометра, реализующего предложенный способ: 1 — холловский магнитометр, 2 — разрядные генераторы прямоугольных импульсов, 3, 13, 15 — регулируемые источники постоянного тока, 4, 17 — компараторы, 5 — триггер, 6 — генератор прямоугольных импульсов, 7, 8, 12, 14 — схема логического умножения, 9<sub>1</sub>, 9<sub>2</sub> — плечи положительной и отрицательной полярности тока, 10 — блок ручного управления, 11 — компьютер, 18 — дифференциальный усилитель.

биполярное однородное ОЗЛМП

$$H_1(t) = \sum_{i,j=0}^N (H_{01i} - H_{01j}) \exp(-\beta t) \cos \Omega t. \quad (2)$$

Здесь  $H_{01i}$ ,  $H_{01j}$  — заданные напряженности магнитных полей подмагничивания,  $t$  — время,  $i, j = 0, 1, 2, \dots, N$ , где  $N$  — число ступеней заданных амплитудой  $H_{01} \exp(-\beta t)$  ОЗЛМП.

Поле  $H_m$  соленоида 12 (рис. 1)  $L_1 \approx 0.52$  Н можно изменять в широком диапазоне  $\sim 1-150$  Ое.

Второй соленоид поля подмагничивания 11 с низкой индуктивностью  $L_2 \approx 0.049$  Н позволял создавать слабое ОЗЛМП с частотой более 500 кГц и амплитудой до 3 Ое.

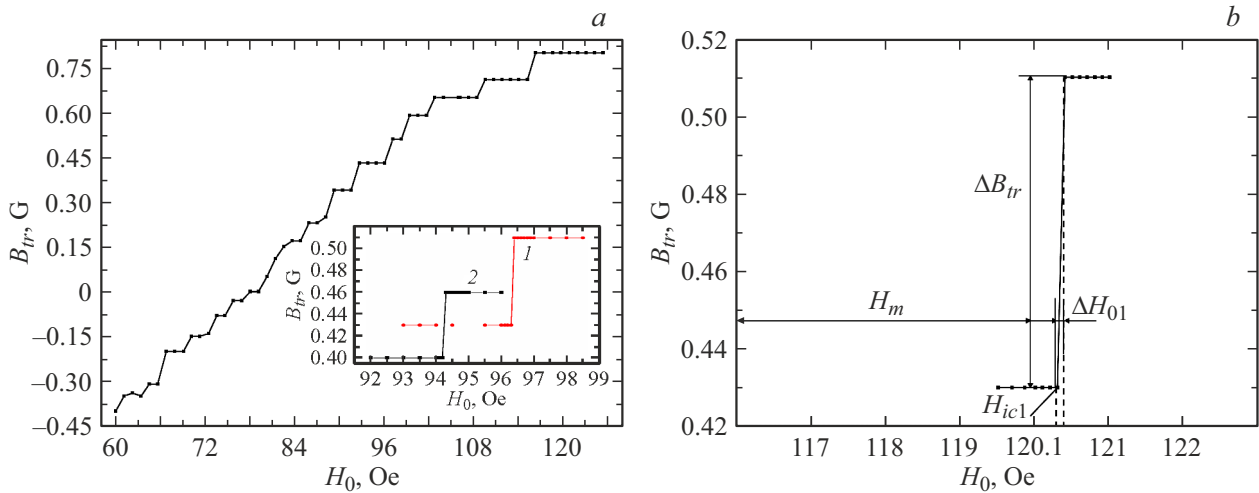
Таким образом, к находящейся в сверхпроводящем состоянии YBCO эпитаксиальной пленке перпендику-

лярно к поверхности прикладывается суммарное поле, созданное двумя соосно расположенными соленоидами:

$$\sum H(t) = H_m + H_1(t) = H_m + H_{01} \exp(-\beta t). \quad (3)$$

Пленка скачкообразно распадается на группы двойников с близкими  $n$ , когда амплитуда поля достигает значений полей  $H_{ic1}$  двойников. Это, в свою очередь, приводит к скачкообразному проникновению магнитного потока в пленку через ГД, вызывая эффект скачка на магнитопольевой зависимости плотности захваченного магнитного потока (ЗМП) —  $B_{tr}(H_0)$  в ВТСП пленках [15–17].

На рис. 3 приведены зависимости  $B_{tr}(H_0)$  YBCO эпитаксиальных пленок, полученные в близком технологическом цикле. Измерения проведены с помощью



**Рис. 3.** *a* — зависимости  $V_{tr}(H_0)$  YBCO эпитаксиальных пленок, полученные в близком технологическом цикле. На вставке изображены зависимости при малом шаге изменения значения  $H_0$  в районе скачков; *b* — зависимость  $V_{tr}(H_0)$  YBCO эпитаксиальной пленки при малом шаге изменения значения  $H_0$  в районе скачков.

предложенного УХМ. На рис. 3, *a* показаны зависимости для большого шага  $\Delta H_0$ ; на рис. 3, *b* и на вставке рис. 3, *a* изображены зависимости  $V_{tr}(H_0)$  YBCO эпитаксиальных пленок для малого шага изменения значения  $\Delta H_{01}$  в районе скачков. Как видно из рис. 3, скачки на зависимостях  $V_{tr}(H_0)$  для разных YBCO эпитаксиальных пленок происходят примерно при одинаковых значениях  $H_0$ .

### 3. Алгоритм действия измерительной части УХМ

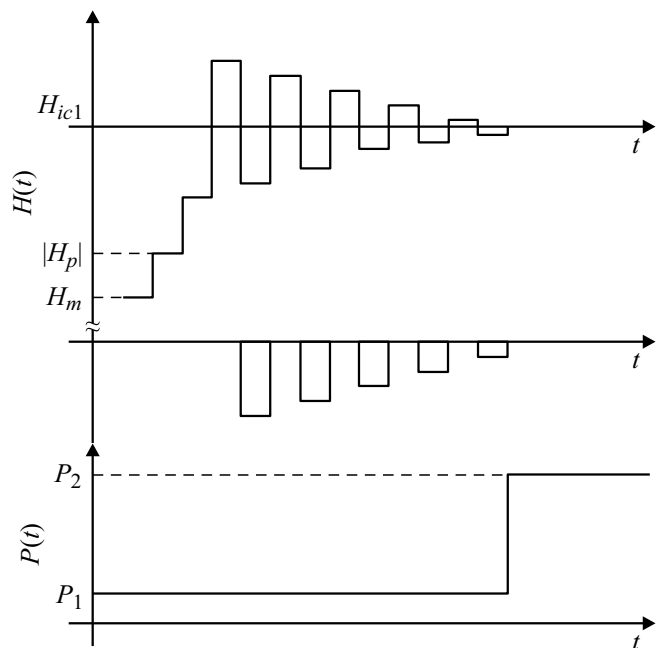
Как было показано в [21], YBCO ВТСП являются управляемыми реверсивными запоминающими средами. Это позволяло суммарным полем, т.е. опорным магнитным полем смещения и амплитудой  $H_{01} \exp(-\beta t)$  слабого ОЗЛМП, управлять процессом многократной записи и стирания плотности ЗМП в пленке. При проходе через внутреннее отверстие двух соосных соленоидов  $L_1$  и  $L_2$  исследуемые слабые магнитные поля суммируются с сильным пороговым опорным полем смещения и слабым полем подмагничивания и за счет них усиливаются. При выполнении условия

$$H_m + (q - p)H_{01} + |H_p| = H_{ic1} \quad (4)$$

в пленке происходит скачкообразное изменение ее остаточной дифференциальной магнитной проницаемости  $\Delta\mu_{tr} = \Delta B_{tr} / \Delta H_{01} \approx 0.2$  (рис. 3) и, таким образом, происходит фиксация значения усиленного сигнала с помощью ПХ. Для установления значения искомого поля  $|H_p|$  величина опорного поля смещения  $H_m$  выбиралась из условия

$$|H_{ic1} - H_m| / H_{ic1} \ll 1. \quad (5)$$

Пиковое значение амплитуды искомого поля  $|H_p|$  удалось измерить после добавления к нему выбранного значения  $H_m$  и меняющейся в узкой полосе  $\Delta H_0$



**Рис. 4.** Диаграмма работы УХМ.

амплитуды  $H_{01} \exp(-\beta t)$  ОЗЛМП с помощью подгонки значения  $(q - p)H_{01}$  и реализации условия (4). Затем из уравнения (4) определяли значение  $|H_p|$ . Значение  $\Delta H_0 \approx 4.66$  Oe соответствует минимальному шагу изменения  $H_m$  (так, что  $\Delta H_0 \ll H_m$ ). В уравнении (4)  $q$  и  $p$  являются числами изменения количества ступеней  $H_{01}$  и представляют собой меру добавки или вычитания поля  $H_{01}$  в левую часть уравнения (4) до достижения точного значения  $H_{ic1}$ . Процесс подгонки левой части уравнения (4) к его правой части продемонстрирован диаграммой, приведенной на рис. 4. Значения  $q$  и  $p$

фиксируются с помощью компьютера *11* (рис. 2). Как видно из формул (4) и (5), при фиксированном  $H_{ic1}$  и изменении внешнего магнитного поля в диапазоне

$$H_m \leq H_o \leq H_m + (q - p)H_{o1} \quad (6)$$

можно с высокой чувствительностью регистрировать слабые магнитные поля. Выбирая достаточно большие значения  $H_{ic1}$  и меняя в широком диапазоне  $H_m$  по формуле (4), можно создать широкодиапазонный магнитометр. Кроме того, выполнение условий

$$\Delta H_{o1}/\Delta H_o \ll 1; \quad \Delta H_o/H_m \ll 1, \quad (7)$$

т.е. избирательное сужение области измерения существенно увеличивало линейность, точность и помехоустойчивость магнитометра. Для обеспечения одинаково высоких показателей среды (состоящей из соосных соленоидов  $L_1$  и  $L_2$ , YBCO-пленки, следящей системы и ПХ), усиливающей и регистрирующей  $H_p$ , широкий диапазон измеряемых полей измерительной части камеры датчика дискретно разделялся на три участка, в каждом из которых точность, линейность, стабильность и частота магнитометра подбирались соответственно уровню сигнала. В грубом пределе для сигнала с более высоким уровнем увеличивается частота измерения, повышается точность и линейность магнитометра. При этом в каждом из трех диапазонов измерений величина ступеней  $H_{o1}$  изменялась на одну и ту же величину через равные промежутки времени  $t$ .

Так как необходимо регистрировать слабые магнитные поля, в этом случае очень важно рассмотреть вопросы минимизации ошибок магнитометра с ПХ и обеспечить высокую линейность и низкий дрейф нуля магнитометра. Следует отметить, что возникающие схемные погрешности магнитометра связаны в основном со следующими факторами: погрешностями элементов внешних цепей; точностями элементов, включенных в цепь схемы магнитометра, допусками резисторов, утечками конденсаторов, тепловыми дрейфами и шумами операционных усилителей (ОУ) и ПХ, точностями коэффициента усиления ОУ, погрешностями ОУ, стабильностью выходного тока, разработанного в [9] источника питания ПХ, точностью компенсации остаточного напряжения ПХ и прецизионностью фазовращателя холловского магнитометра. Погрешности связаны также со сдвигом входного напряжения ОУ и с конечной скоростью нарастания выходного сигнала ОУ [22], входящих в состав компенсирующей схемы и в масштабные дифференциальные усилители магнитометра. Для уменьшения погрешностей и решения вышеперечисленных проблем гораздо правильнее 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 него слабое регистрируемое магнитное поле. Для уменьшения влияния дрейфа и неустойчивости усилителя и

создания возможности точного измерения малого изменения большого сигнала построенная в предложенном магнитометре поисковая система автоматически находит рабочую (нулевую) точку магнитометра. Это позволяет после фиксации некоторого значения входного сигнала усиливать его последующее отклонение от этого уровня со строго заданным коэффициентом усиления. Таким образом, сначала фиксируется, а затем усиливается малое отклонение величины измеряемого поля. Разработанная прецизионная схема регистрации сигнала ПХ, устойчиво работающая во времени и при изменении температуры, описана в [9] и может в принципе позволить регистрировать сигнал на уровне, близком к минимальному порогу возникновения ЭДС Холла ПХ. Такая высокая чувствительность может быть достигнута высокостабильной по температуре элементной базой электронной части магнитометра и использованием в предварительной цепи прецизионного ОУ типа 140УД24 или его зарубежных аналогов. Для очистки сигнала от шумов и его обработки необходимо использовать автоматизированный метод вейвлет-преобразования.

Частотный диапазон измеряемых полей дискретно разделен на поддиапазоны, где параметры магнитометра жестко фиксированы. В каждом поддиапазоне за счет взаимной компенсации положительных и отрицательных полупериодов колебаний ОЗЛМП можно достичь среднего нулевого уровня шумов всех видов. При гелиевых температурах внутренние поля веществ, находящихся вблизи поверхности пленки с ПХ, измерялись работающим в замкнутом режиме магнитометром, причем измерительная часть камеры датчика помещалась внутри сверхпроводящего экрана, а вся система располагалась внутри цилиндрического магнитного экрана, изготовленного из алюминия и пермаллоя. В случае азотных температур, когда сверхпроводящий экран переходил в нормальное состояние, магнитное поле Земли и все возможные наводки экранируются внешним большим экраном. В случае использования магнитометра в качестве открытой системы внутренний и наружный магнитные экраны не использовались, а магнитное поле Земли компенсировалось с помощью соленоида третьей наружной секции соосных соленоидов индуктивностью  $L_3 \approx 0.049$  Н. Эта компенсация осуществлялась путем пропускания через соленоид  $L_3$  постоянного тока регулируемого источника  $I_3$ , управляемого с помощью схемы логического умножения  $I_2$  и компьютера  $I_1$ . Для регистрации в пространстве слабых постоянных и переменных магнитных полей магнитометр для такой открытой системы работал в качестве „антенны“. Измерительные провода проходили между соосными тонкими нержавеющей трубами центральной штанги 7 (рис. 1). Следует также отметить, что благодаря ступенчатому изменению амплитуды  $H_{o1} \exp(-\beta t)$  ОЗЛМП создается ситуация плавного перехода от больших пространственных масштабов к малым. Это достигается путем постепенного уменьшения высоты ступенек поля  $H_{o1} \exp(-\beta t)$  от  $\Delta H_o \approx 4.66$  Ое до минимальной

$\Delta H_0 = 0.1$  Ое, при этом после каждого цикла измерений пленку с помощью нагревателя подложки 14 (рис. 1) нагревали до температуры выше  $T_c$  и затем опять охлаждали до температуры  $T = 77.4$  К. Регулирование при помощи следящей системы величины ступеней приложенного к пленке  $H_{01}$  амплитуды  $H_{01} \exp(-\beta(t = 0))$  ОЗЛМП позволяло контролировать процесс многократной реверсивной записи и стирания плотности ЗМП [21]. Это позволило одновременно использовать пленку в качестве чувствительного элемента и важной составной части следящей системы. Одновременно применение процедуры разделения диапазона измеряемых полей на широкую область опорного поля смещения  $H_m$  (сдвига нулевой точки ПХ) и слабого поля подмагничивания легло в основу технико-технологических и конструктивных решений при разработке предлагаемого магнитометра.

На рис. 4 приведена диаграмма работы УХМ. Алгоритм работы заключался в следующем: сначала пленка в нулевом магнитном поле переводилась в сверхпроводящее состояние при выключенном с помощью компьютера 11 и схемы логического умножения 14 источника питания нагревателя 15 (рис. 2), затем подавалась ступенька опорного магнитного поля смещения  $H_0 = H_m$ . После снятия поля с помощью ПХ измерялась плотность ЗМП —  $B_{tr1}$  пленки, и устанавливался сигнал  $P_1$  на выходе компаратора 4 (рис. 2). Таким способом измерялся коэффициент усиления магнитометра  $K_1$  до возникновения скачка магнитного отклика YBCO пленки на магнитное поле. Полученные данные вводились в компьютер 11. Далее на опорное поле смещения  $H_m$  накладывалось поле подмагничивания — ОЗЛМП:

$$H_0 \leq H_m + H_{01} \exp(-\beta t) \leq H_{ic1} \quad (8)$$

и одновременно обеспечивался доступ измеряемого магнитного поля  $H_p$  к пленке. В случае

$$H_0 = H_m + H_{01} \exp(-\beta t) + |H_p| > H_{ic1} \quad (9)$$

меняется заранее установленное значение на выходе компаратора 4 (рис. 2), происходит переключение полярности источника питания соленоида поля подмагничивания, и работа установки возвращается в исходное состояние. Затем подавалась ступенька  $H_{01} \exp(-\beta t)$  меньшего уровня так, что

$$H_m + H_{01} \exp(-\beta t) + |H_p| \leq H_{ic1} \quad (10)$$

и процедура поиска продолжалась до тех пор, пока не будет реализоваться условие (4) и на выходе компаратора 4 не появится скачок из состояния  $P_1$  к состоянию  $P_2$ . Измеренное обновленное значение параметра  $B_{tr2}$  также вводилось в компьютер 11 (рис. 2), и определялся коэффициент усиления магнитометра с резкими скачками магнитного отклика пленки на опорное магнитное поле смещения и поле подмагничивания ОЗЛМП. Таким

образом, результирующий коэффициент усиления разработанного УХМ определялся из формулы

$$K = K_1 \left( \frac{H_m}{\Delta H_0} \right) \left( \frac{\Delta H_0}{|H_{ic1} - H_m|} \right) = K_1 \frac{H_m}{(q - p)H_{01}}. \quad (11)$$

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

$$|H_p| = \frac{\Delta B_{tr}}{K} = \frac{B_{tr2} - B_{tr1}}{K_1 \frac{H_m}{(q-p)H_{01}}} = \frac{(B_{tr2} - B_{tr1})(q - p)H_{01}}{K_1 H_m}. \quad (12)$$

#### 4. Способ синтеза пленки и параметры магнитометра

Эпитаксиальные пленки YBCO цилиндрической формы диаметром 8 mm и толщиной  $h$  до  $1 \mu\text{m}$  с ориентацией оси  $c$  перпендикулярно плоскости подложки получены лазерным распылением на подложке  $\text{NdGaO}_3(110)$  стехиометрической YBCO мишени высокой плотности. Измеренная индуктивным методом критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c \approx 92$  К, а ширина сверхпроводящего перехода  $\Delta T_c \approx 0.6$  К. Активное сопротивление соленоида  $L_1$ , намотанного из медного провода марки ПЭТВ-943 диаметром  $\Phi = 0.25$  mm, составляло  $r_1 \approx 20 \Omega$  при температуре 77.4 К. Активные сопротивления соленоидов  $L_2$  и  $L_3$ , намотанных из медного провода марки ПЭТВ-943 диаметром  $\Phi = 0.17$  mm, составляли  $r_2 \approx 2.2 \Omega$ ,  $r_3 \approx 2.2 \Omega$  при температуре 77.4 К. Емкость конденсатора, параллельно подключенного к индуктивности  $L_2$ , составляла  $C \approx 0.1 \mu\text{F}$ . Коэффициент затухания колебаний  $\beta \approx 22 \text{ s}^{-1}$ , собственная частота колебательного контура  $f \approx 500 \text{ kHz}$ . Параллельно соленоиду  $L_1$  подключался конденсатор емкостью  $C \approx 0.3 \mu\text{F}$ . В этом случае коэффициент затухания колебаний  $\beta \approx 20 \text{ s}^{-1}$ , а для колебательного контура  $L_1 C$  собственная частота  $f \approx 10 \text{ kHz}$ . Поля  $H_m$  и  $H_{01} \exp(-\beta t) \cos \Omega t$  синхронно переключались с частотой  $f \approx 1 \text{ kHz}$ . Для обеспечения работы магнитометра на более высоких частотах, а также в импульсном режиме, необходимо вместо стандартного ПХ использовать высокочастотные датчики. В магнитометрах [12,13] отсутствовал соленоид  $L_2$ , и поле подмагничивания ОЗЛМП создавалось соленоидом  $L_1$ . В этом случае вместо (4) реализовывалось условие

$$H_m \exp(-\beta_1 t) \cos \Omega_1 t + |H_p| = H_{ic1}, \quad (13)$$

что приводило к уменьшению  $\Delta \mu_{tr} = \Delta B_{tr} / \Delta H_0 \approx 0.02$  (рис. 3, а) на порядок. Это, в свою очередь, заметно уменьшало степень отклика следящей системы. Так как индуктивность соленоидов  $L_1$  на порядок больше, чем индуктивность  $L_2$ , в предложенном магнитометре

быстродействие оказалось на порядок лучше, чем в магнитометрах [12,13]. Быстродействие магнитометра ограничивалось скоростью процесса релаксации измеряемой плотности ЗМП в пленке. В связи с тем, что после снятия приложенной к пленке ступени ОЗЛМП положительные и отрицательные полупериоды хвостовой части ЗМП взаимнокомпенсируются, рожденные этими полупериодами вихри и антивихри быстро аннигилируют, препятствуя выходу вихрей из пленки и тем самым останавливая процесс магнитной релаксации в ней. Переключение с помощью следящей системы полярностей амплитуды  $H_{01} \exp(-\beta t)$  ступеней ОЗЛМП также приводило к жесткой временной фиксации плотности ЗМП. Как видно из рис. 3, в течение 5 min после снятия ступени ОЗЛМП значения  $B_{tr}$  между ступенями не меняются.

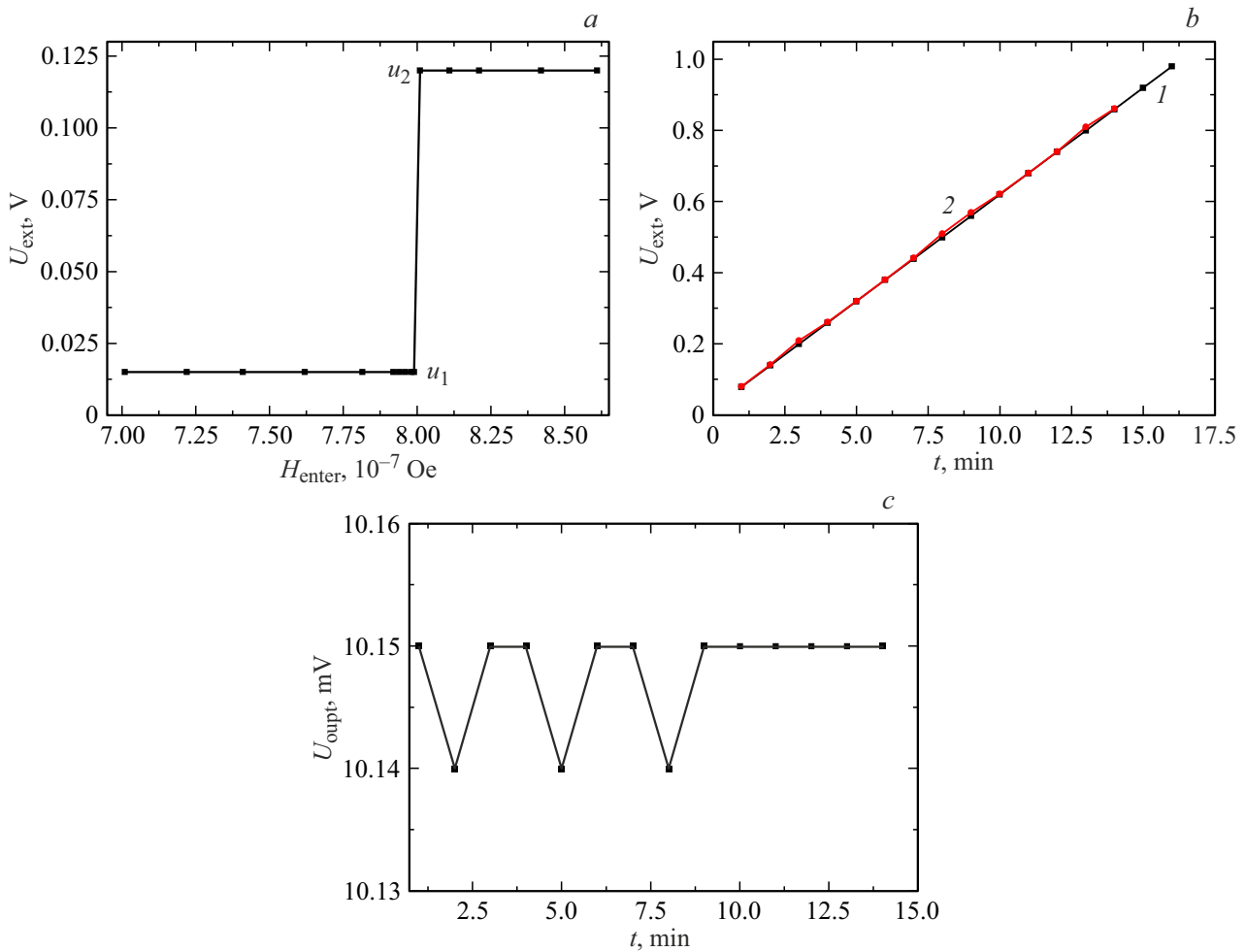
## 5. Полученные результаты и их обсуждение

На рис. 3 следующие параметры для эпитаксиальной пленки толщиной  $h \approx 0.5 \mu\text{m}$  оказались равными:  $H_{ic1} \approx 120.252 \text{ Oe}$ ,  $\Delta B_{tr} \approx 0.082 \text{ Gs}$ ,  $\Delta H_0 \approx 4.66 \text{ Oe}$ ,  $\Delta H_{01} \approx 0.1 \text{ Oe}$ . Значение  $H_{ic1}$  представляет собой сумму полей  $H_m \approx 120 \text{ Oe}$ , и ОЗЛМП  $\approx 0.252 \text{ Oe}$ . Ток через соленоид  $L_2$ , созданный разрядными генераторами  $\mathcal{G}_1$  и  $\mathcal{G}_2$  (рис. 2), задавался двоичным кодом. Генераторы представляют собой токовый цифроаналоговый преобразователь (ЦАП), у которого ток каждого разряда стабилизирован с точностью не хуже 0.01% [23]. Приведенные выше данные соответствуют значению поля  $H_{ic1}$ , которое измерялось при температуре жидкого азота и не менялось при длительном проведении экспериментов. Такие характеристики обеспечивали чувствительность к суммарному полю в камере датчика  $K \approx 8 \cdot 10^{-7} \text{ Gs/Hz}^{1/2}$  (см. ниже), что более чем на порядок превышает чувствительность магнитометров [12,13]. При этом чувствительность  $K_1$  разработанного базового магнитометра составляла  $\approx 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ Gs/Hz}^{1/2}$  [9]. Диапазон измеряемых полей магнитометра составлял  $(8 \cdot 10^{-7} - 2.5 \cdot 10^{-3}) \text{ Oe}$ . Пространственное разрешение магнитометра определяется линейными размерами двойников, которые при поле  $H_{ic1} \approx 120.252 \text{ Oe}$  составляли  $a_g = (\Phi_0/H_{ic1})^{1/2} \approx 300 \text{ nm}$ . Здесь  $\Phi_0 \approx 2.07 \cdot 10^{-7} \text{ Gs}\cdot\text{cm}^2$  — квант магнитного потока. Кроме того, пространственное разрешение магнитометра зависит также от спектра распределения двойников по размерам и от чувствительности магнитометра [15,16]. Разработанный в [24] трехмерный сканирующий холловский микроскоп позволяет в однородном поле картографировать распределение слабых полей с разрешением  $1 \mu\text{m}$ , однако при приложении ОЗЛМП к исследуемому объекту можно добиться еще более высокого разрешения  $\approx 0.081 \mu\text{m}$  [15,16]. Смещение рабочей точки холловского магнитометра с помощью поля  $H_m$  аналогично смещению напряжения у

прецизионных усилителей и позволяет не только повысить точность и линейность, но и расширить диапазон измерения магнитометра путем регулирования  $H_m$  в диапазоне 0–150 Oe. Подгонка величины  $(q-p)H_{01}$  в узком диапазоне измерения  $\Delta H_0$  (см. уравнение (4)) позволила существенно сдвинуть диапазон измерения предложенного магнитометра в область слабых полей в диапазоне  $(8 \cdot 10^{-7} - 2.5 \cdot 10^{-3}) \text{ Oe}$ . Как правило, считается, что чем шире диапазон измерения, тем меньше точность измерения, и наоборот — в узком диапазоне выше точность. Но в предложенном нами способе, как будет показано ниже, точность выше, чем 0.01% и тем не менее она не зависит от диапазона измеряемых полей, так как уровень регистрируемого сигнала  $|H_p|$  изменяется в диапазоне  $\Delta H_0$ , которое, в свою очередь,  $\ll H_{ic1}$ . Более широкий диапазон измерения в области слабых полей и одновременное обеспечение высокой чувствительности и точности магнитометра также необходимы в случае измерения магнитных полей биологических объектов, где для повторяемости полученных результатов необходимо и первое, и второе. Для оценки чувствительности магнитометра сначала на сравнительно большом токе с помощью откалиброванного ПХ устанавливалась постоянная (ток-поле) катушки  $L_1$ , а затем при известном токе определялась величина поля и вычислялась магнитная чувствительность магнитометра. Далее после определения чувствительности базового магнитометра для тока на три порядка меньше тока, протекающего через соленоид  $L_1$ , устанавливалась постоянная (ток-поле) катушек  $L_2$  и  $L_3$ . Затем при известном токе определялась величина поля и вычислялась магнитная чувствительность магнитометра к полям соленоидов  $L_1$  и  $L_2$ . Входной сигнал, соответствующий полю  $H_p$ , создавался с помощью соленоида  $L_3$ .

На рис. 5,а приведен выходной сигнал компаратора 17, на один из входов которого с помощью резисторов  $R_3$  и  $R_4$  через усилитель 16 подавался опорный сигнал, пропорциональный току, через  $L_3$ , а на второй вход подавался выходной сигнал магнитометра. При выравнивании сигналов происходил скачок выходного сигнала компаратора 17 из состояния  $U_1$  в состояние  $U_2$ . Установленное значение порогового сигнала соответствовало значению поля  $\approx 8 \cdot 10^{-7} \text{ Gs/Hz}^{1/2}$ . Для определения исследуемого поля  $H_p$ , направленного под произвольным углом к поверхности пленки, его компоненты измерялись непосредственно на поверхности и вокруг образца. Для этого располагали три одинаковых по техническим характеристикам ПХ на трех строго взаимоперпендикулярных гранях куба малого размера, который закреплялся на медной подложке. Таким образом, измерялись три компоненты  $H_{px}$ ,  $H_{py}$ ,  $H_{pz}$ , и затем определялась величина поля  $H_p = (H_{px}^2 + H_{py}^2 + H_{pz}^2)^{1/2}$  произвольного направления. Этим способом нами были измерены все тензоры магнитного поля — основные





**Рис. 5.** *a* — выходной сигнал компаратора 17, на один из входов которого подавался опорный сигнал, пропорциональный току через  $L_3$ , а на второй вход подавался выходной сигнал магнитометра; *b* — временные зависимости выходного сигнала магнитометра (кривая 2) и выходного напряжения усилителя 16 (кривая 1); *c* — временная зависимость выходного сигнала дифференциального усилителя 18, соответствующая разности выходных сигналов магнитометра и усилителя 16.

элементы матрицы градиентов магнитного поля  $H_p$ :

$$H_{p_{x,y,z}} = \begin{vmatrix} \frac{\partial H_{p_x}}{\partial x} & \frac{\partial H_{p_x}}{\partial y} & \frac{\partial H_{p_x}}{\partial z} \\ \frac{\partial H_{p_y}}{\partial x} & \frac{\partial H_{p_y}}{\partial y} & \frac{\partial H_{p_y}}{\partial z} \\ \frac{\partial H_{p_z}}{\partial x} & \frac{\partial H_{p_z}}{\partial y} & \frac{\partial H_{p_z}}{\partial z} \end{vmatrix}. \quad (14)$$

Если  $H_p$  направлено перпендикулярно к поверхности пленки с ПХ, то его значение максимально. Для достижения более высокого пространственного разрешения измерения  $H_{ic1}$  нанокристаллитов необходимо на головку движущегося механизма микроскопа [24] установить пьезопреобразователи. В таких случаях размеры их рабочей поверхности могут сравниться с размерами суб- и нанокристаллитов (10–300) nm [15,16]. Такое высокое пространственное разрешение превосходит пространственное разрешение преобразователей на основе гетеропереходов с двумерным электронным газом, имеющих размеры рабочей поверхности  $\approx 0.3 \times 0.3 \mu\text{m}$ .

Кроме того, как показано в [15,16], в этом случае каждый нанокристаллит может захватывать по одному кванту магнитного потока, и скачки на магнитополовой зависимости плотности ЗМП при поле  $H_{ic1}$  на рис. 3 станут более резкими. Чувствительность магнитометра в этом случае повысится более чем на порядок и может достигнуть  $K \approx 10^{-8} \text{Gs/Hz}^{1/2}$ . Это превосходит чувствительность феррозондовых магнитометров, и к тому же по сравнению с ними будет иметь на порядки лучшие значения линейности и пространственного разрешения. Благодаря трем факторам, а именно смещению начала рабочей точки ПХ (в данном случае до  $H_{ic1} \approx 120.252 \text{Oe}$ ), сужению диапазона работы ПХ в районе  $\Delta H_0 \approx 4.66 \text{Oe}$  (рис. 3) и реализации зависимости (4), коэффициент нелинейности оказался меньше 0.01% (который в основном задавался нелинейностью ПХ) и не зависел от достигнутой высокой чувствительности и точности магнитометра во всем диапазоне измерений.

Для определения коэффициента нелинейности магнитометра через соленоид  $L_3$  пропускался строго линейно нарастающий во времени ток и измерялась величина поля.

На рис. 5, *b* приведены временные зависимости выходного сигнала магнитометра и пропорциональное току через соленоид  $L_3$  выходное напряжение усилителя 16, которое с помощью резисторов  $R_5$  и  $R_6$  подается на второй вход дифференциального усилителя 18.

На рис. 5, *c* приведена временная зависимость выходного сигнала дифференциального усилителя 18, определяемая разностью выходных напряжений магнитометра и усилителя 16. По степени отклонения линейности тока и поля, а также по уровню нулевого сигнала на выходе дифференциального усилителя 18 было установлено, что коэффициент нелинейности усиливающей среды в области слабых полей  $< 0.01\%$  и уменьшался с ростом уровня сигнала. Таким способом создавалась линейная высокоточная усиливающая среда для регистрации слабых магнитных полей. По сравнению с другими способами преимуществом предложенного является то, что измеряемая величина устанавливалась с помощью следящей поисковой системы, позволяющей менять амплитуду ступени поля  $H_1(t)$ , согласно формуле (9), и с помощью подгонки опорного поля осуществлять реализацию формулы (4) с высокой точностью. Вследствие того, что ступеньки  $H_{01} \exp(-\beta t)$  ОЗЛМП задавались с помощью высокостабильных разрядных генераторов [23], стабильность и точность магнитометра существенно повышались, так как количество разрядов, соответствующих измеряемому полю, фиксировалось с высокой точностью. Для более точного установления значений  $H_{ic1}$  также проводился количественный анализ полученных результатов. Обработка результатов измерений показала, что величина  $H_{ic1}$  при повышении поля растет почти линейно. Это означает, что с уменьшением размеров двойников в стеклообразной структуре пленки YBCO усиливается ближний порядок, их расположение становится более однородным, а критические токи приближаются друг к другу. Следовательно, при выборе группы двойников с соответствующими  $n$  в первую очередь необходимо выделить те группы, для которых резкий скачок плотности ЗМП происходит при наиболее высоких значениях  $H_{ic1}$ .

Таким образом, несмотря на то, что разработанные нами методики и технологии находятся в стадии развития, полученные результаты уже сейчас позволяют сделать достаточно оптимистические прогнозы при оценке предельных значений таких параметров магнитометра, как чувствительность, линейность, точность, быстродействие и пространственное разрешение. В частности, если учесть, что:

а) минимальные размеры двойников могут достигать  $d \approx 20 \text{ nm}$  [15,16] (возможно и меньше);

б) из-за размагничивающего фактора пленки при температуре  $\approx 77.4 \text{ K}$   $H_{ic1}$  двойников может достигать значений  $\sim 10^4 \text{ Oe}$ , а при  $4.2 \text{ K}$   $\sim (5-10) \cdot 10^4 \text{ Oe}$ ;

в) чувствительность базового холловского магнитометра может составлять  $\sim 10^{-4} \text{ Gs/Hz}^{1/2}$  (см. [10] и приведенную там литературу);

г) эффективная площадь рабочей поверхности ПХ —  $S_{\text{eff}}$  меньше, чем заданный размер рабочей поверхности ПХ —  $S$ ;

д) чувствительная зона ПХ расположена в основном в узкой полосе вблизи холловских контактов [25];

е)  $H_m/\Delta H_0 \approx 10^2-10^4$ ,  $(q-p)(\Delta H_0/\Delta H_{01}) \approx 10^3$ ,

то можно сделать вывод о том, что чувствительность УХМ может достигать  $\sim 10^{-9}-10^{-11} \text{ Gs/Hz}^{1/2}$  и выше при пространственном разрешении  $\sim 10-20 \text{ nm}$ , одновременно имея высокую степень линейности, точности и быстродействия. Магнитометры с такими значениями чувствительности приближаются к чувствительности СКВИД, но превосходят их по остальным параметрам. Тогда, исходя из полученных результатов, можно сделать следующие предположения и оценки. Так как значение результирующего коэффициента усиления разработанного магнитометра напрямую зависит от коэффициента преобразования преобразователя магнитного поля и базового магнитометра (см. формулу (12)), если на первом этапе использовать магнитометр на основе СКВИД, обеспечивающий чувствительность  $\sim 10^{-8}-10^{-11} \text{ Gs/Hz}^{1/2}$ , то на втором этапе величина чувствительности может умножиться еще и на величину  $\sim 10^{-2}-10^{-4} \text{ Gs/Hz}^{1/2}$ . Кроме того, как показано в [26], размеры СКВИД можно уменьшить до  $100 \text{ nm}$ . Такие предельные чувствительности магнитометра являются очень важными для высокоточного локального и селективного исследования квантово-механических процессов в веществах в условиях магнитного вакуума и низких температур при пространственном разрешении магнитометра  $\sim 20 \text{ nm}$ .

Одной из главных проблем на пути дальнейшего улучшения параметров магнитометра является временная стабильность и повторяемость характеристик пленок в зависимости от их срока службы, что требует периодических отжигов пленки в атмосфере кислорода и повторной настройки магнитометра. Хорошо апробированная принципиальная электронная схема магнитометра, собранная на недорогой дискретной элементной базе отечественного производства, надежно работает в течение многих лет. Для обеспечения высокого быстродействия во всем диапазоне измерений необходимо использовать более компьютеризованную схему магнитометра с использованием высокочастотных многофункциональных больших интегральных схем. Решение этих непростых задач требует дальнейших технико-технологических разработок. Следует также отметить, что предложенный магнитометр может найти широкое применение для решения многих задач в различных областях науки, техники и в медицине, и вне зависимости от области применения магнитометра полученные с его помощью научные результаты будут иметь приоритетное значение.

## Заключение

Таким образом, используя YBCO эпитаксиальную пленку, (имеющую при  $H_{ic1}$  двойников резкий скачок магнитного отклика на воздействие суммарного поля) в качестве чувствительного элемента преобразователя магнитного поля и одновременно в качестве реверсивной запоминающей среды, мы продемонстрировали возможность дополнительного повышения предельных значений основных параметров классических магнитометров. Так, используя в качестве базового магнитометра первой ступени классический магнитометр, работающий на обычном эффекте Холла с чувствительностью  $\approx 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ Gs/Hz}^{1/2}$  в диапазоне измеряемых полей ( $2.5 \cdot 10^{-3} - \pm 1.5 \cdot 10^2$ ) Ое, мы во второй ступени магнитометра достигли чувствительности  $\approx 8 \cdot 10^{-7} \text{ Gs/Hz}^{1/2}$  в диапазоне измерений ( $8 \cdot 10^{-7} - 2.5 \cdot 10^{-3}$ ) Ое. Точность и линейность выходного сигнала магнитометра составляли 0.01% и не зависели от достигнутой чувствительности и диапазона измеряемых магнитных полей. Пространственное разрешение магнитометра определялось линейными размерами двойников YBCO пленки, величина которых при поле  $H_{ic1} \approx 120.252$  Ое составляла  $\sim 300 \text{ nm}$  и могла уменьшаться до  $20 \text{ nm}$  с ростом  $H_{ic1}$ .

## Финансирование работы

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания.

## Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] *Слабая сверхпроводимость: Квантовые интерферометры и их применения*, под ред. Б.Б. Шварца и С. Фонера (Мир, М., 1980) [Пер. с англ.: *Superconductor Applications: SQUIDS and Machines*. Ed. by B. B. Schwartz, S. Foner (Plenum Press, NY., 1977), v. 1.]
- [2] M.E. Limes, E.L. Foley, T.W. Kornack, S. Caliga, S. McBride, A. Braun, W. Lee, V.G. Lucivero, M.V. Romalis. *Phys. Rev. Appl.*, **14**, 011002 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.011002
- [3] Е.Б. Александров, А.К. Вершовский. *УФН*, **179** (6), 605 (2009). DOI: 10.3367/UFNr.0179.200906f.0605 [E.B. Aleksandrov, A.K. Verhovskii. *Phys. Usp.*, **52**, 573 (2009). DOI: 10.3367/UFNr.0179.200906f.0605]
- [4] J.F. Barry, J.M. Schloss, E. Bauch, M.J. Turner, C.A. Hart, L.M. Pham, R.L. Walsworth. *Rev. Mod. Phys.*, **92**, 015004 (2020). DOI: 10.1103/RevModPhys.92.015004
- [5] S. Dushenko, K. Ambal, R.D. McMichael. *Phys. Rev. Appl.*, **14**, 054036 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.054036
- [6] G.V. Karpov. *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, **51** (1), 58 (2015).
- [7] R. Khasanov, Yu. Talanov, G. Teitel'baum. *Phys. Rev. B*, **54**, 13339 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevB.54.13339
- [8] B. Ando, S. Baglio, A.R. Bulara, C. Trigona. *Sensors and Actuators*, **151**, 145 (2009). DOI: 10.1016/j.sna.2009.02.029
- [9] Х.Р. Ростами. *ПТЭ*, **2**, 112 (2016). DOI: 10.1134/S003281621903025X [Kh.R. Rostami. *Instrum. Exp. Tech.*, **59** (2), 273 (2016). DOI: 10.1134/S0020441216010115]
- [10] В.К. Игнатьев, А.А. Орлов, С.В. Перченко, Д.А. Станкевич. *Письма в ЖТФ*, **43** (15), 3 (2017). DOI: 10.21883/PJTF.2017.15.44864.16434 [V.K. Ignat'ev, A.A. Orlov, S.V. Perchenko, D.A. Stankevich. *Tech. Phys. Lett.*, **43**, 687 (2017). DOI: 10.1134/S1063785017080090]
- [11] A. Oral, S.J. Bending, M. Henini. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1324 (1996). DOI: 10.1063/1.117582
- [12] Х.Р. Ростами. Сборник докл. XXVII Международная конференция электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования) (МЭИ, М., 2019), с. 536.
- [13] K.R. Rostami, I.P. Nikitin. *Measurement*, **153**, 107423 (2020). DOI: 10.1016/j.measurement.2019.107423
- [14] M. Eisterer. *Phys. Rev. B*, **99**, 094501 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.99.094501
- [15] Kh.R. Rostami. *Int. J. Mod. Phys. B*, **32** (31), 1850346 (2018). DOI: 10.1142/S0217979218503460
- [16] Х.Р. Ростами. *Письма в ЖЭТФ*, **108**, 755 (2018). DOI: 10.1134/S0370274X18230030 [Kh.R. Rostami. *JETP Lett.*, **108** (11), 734 (2018). DOI: 10.1134/S0021364018230078]
- [17] Х.Р. Ростами. *ФТТ*, **64** (2), 149 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.02.51945.107
- [18] S. Nakahara, T. Boone, M.F. Yan, G.J. Fisanick, D.W. Johnson. *J. Appl. Phys.*, **63**, 451 (1988). DOI: 10.1063/1.341149
- [19] А.А. Абрикосов, А.И. Буздин, М.Л. Кулич, Д.А. Купцов. *ЖЭТФ*, **95**, 371 (1989). [A.A. Abrikosov, A.I. Buzdin, M.L. Kulic, D.A. Kuptsov. *Sov. Phys. JETP*, **68** (1), 210 (1989).]
- [20] B. Kalisky, J.R. Kirtley, J.G. Analytis, J.-H. Chu, I.R. Fisher, K.A. Moler. *Phys. Rev. B*, **83**, 064511 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.83.064511
- [21] Kh.R. Ozmanyanyan, V.B. Sandomirskii, A.A. Sukhanov. *Supercond. Sci. Technol.*, **3**, 255 (1990). DOI: 10.1088/0953-2048/3/5/008
- [22] П. Хоровиц, У. Хилл. *Искусство схемотехники*, под ред. М.В. Галперина (Мир, М., 1983), т. 1. [Пер. с англ.: Paul Horowitz, Winfield Hill. *The ART of Electronics* (Cambridge University Press, Cambridge London NY., New Rochelle Melbourne Sydney, 1980), v. 1.]
- [23] Х.Р. Ростами. *Преобразователь код-ток*. Патент на изобретение № 2007862, Б. И. 1994. № 3. С. 1
- [24] Х.Р. Ростами. *ЖТФ*, **90** (12), 2066 (2020). DOI: 10.21883/JTF.2020.12.50123.291-18 [Kh.R. Rostami. *Tech. Phys.*, **65** (12), 1975 (2020). DOI: 10.1134/S1063784220120233]
- [25] В.В. Манторов. *Изм. техника*, **4**, 41 (1994). [V.V. Mantorov. *Meas. Tech.*, **37** (4), 433 (1994). DOI: 10.1007/BF00981359]
- [26] V. Morosh, J. Linek, B. Müller, M.J. Martínez-Pérez, S. Wolter, T. Weimann, J. Beyer, T. Schurig, O. Kieler, A.B. Zorin, R. Kleiner, D. Koelle. *Phys. Rev. Appl.*, **14**, 054072 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.054072