

## 15 Влияние собственного поля холловского зонда на исследуемые объекты

© Х.Р. Ростами, И.П. Никитин

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

Поступило в Редакцию 29 июля 2025 г.

В окончательной редакции 20 января 2026 г.

Принято к публикации 20 января 2026 г.

Обращено внимание на влияние собственного поля  $\mathbf{H}_{\text{HT}}$  тока смещения  $\mathbf{I}_{\text{HT}}$  через преобразователь Холла (ПХ) на исследуемые объекты и точность холловского магнитометра. Рассматривается поле  $\mathbf{H}_{\text{HT}}$  гетероэпитаксиального ПХ со структурой  $n\text{-InSb}-i\text{-GaAs}$ . Обнаружено, что на краях тонкой эпитаксиальной пленки  $n\text{-InSb}$  возле холловских контактов ПХ силовые линии индукции поля  $\mathbf{H}_{\text{HT}}$  скачком меняют свое направление. В случае неоднородного распределения  $\mathbf{I}_{\text{HT}}$  по сечению пленки из-за анизотропии и ростовых дефектов в пленке, а также из-за усиления неоднородности  $\mathbf{I}_{\text{HT}}$  у кромок пленки при неэквипотенциальности холловских контактов эти скачки создают сигнал, вызывая ошибку. Точная компенсация поля  $\mathbf{H}_{\text{HT}}$  с помощью поля тока, противофазного току  $\mathbf{I}_{\text{HT}}$ , не только позволяет исключить влияние собственного поля на объекты исследования, повышая пространственное разрешение, но и понижает порог регистрируемого магнитометром поля с  $\sim 2.5 \cdot 10^{-7}$  до  $\sim 5.75 \cdot 10^{-9}$  Т в диапазонах полей от  $2.5 \cdot 10^{-9}$  до  $5 \cdot 10^{-7}$  Т и температур от 77.4 до 150 К.

**Ключевые слова:** эффект Холла, гетероэпитаксиальная структура, собственное поле, противофазный ток, высокотемпературные сверхпроводники.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.09.62705.20457

Известно [1,2], что в идеальном преобразователе Холла (ПХ) (симметричная конструкция, однородный материал, отсутствие побочных эффектов и т.д.) при пропускании тока смещения  $\mathbf{I}_{\text{HT}}$  через тонкую прямоугольную пластину из высокоомного полупроводникового материала шириной  $a$ , длиной  $l$  и толщиной  $d$  в магнитном поле с индукцией  $\mathbf{B}_{\perp}$ , перпендикулярной поверхности пластины, на поперечных холловских контактах, расположенных по центру боковых сторон, возникает напряжение Холла  $V_{\text{HV}}$ :

$$V_{\text{HV}} = a/E_{\text{HV}} = a/J_{\text{HT}}R_{\text{HT}}B_{\perp} = R_{\text{HT}}B_{\perp}I_{\text{HT}}/d, \quad (1)$$

где  $R_{\text{HT}}$  — коэффициент Холла, который в слабых магнитных полях не зависит от  $B_{\perp}$  и определяется только свойствами полупроводника,  $E_{\text{HV}}$  — напряженность поля Холла, а  $J_{\text{HT}} = I_{\text{HT}}/ad$  — плотность тока смещения через ПХ. В полупроводниковой пластине с преобладающей концентрацией электронов  $R_{\text{HT}} = (en)^{-1}$ , где  $n$  и  $e$  — концентрация и заряд электрона соответственно. Магнитная чувствительность ПХ определяется выражением

$$\begin{aligned} \gamma &= |V_{\text{HV}}|(B_{\perp})^{-1} = |R_{\text{HT}}|I_{\text{HT}}d^{-1} = I_{\text{HT}}(en d)^{-1} \\ &= \left[ Pa\mu_e(dlen)^{-1} \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $P$  — мощность, рассеиваемая на ПХ, а  $\mu_e$  — подвижность электронов. Как видно из формулы (2), в случае

широких, коротких и тонких пластин ПХ чем выше подвижность и меньше концентрация электронов, тем выше магнитная чувствительность  $\gamma$ . Согласно многочисленным литературным данным, наиболее высокую  $\mu_e$  и наименьшую  $n$  среди всех известных полупроводников имеет антимонид индия, и ПХ на его основе демонстрируют более стабильные характеристики в широком диапазоне температурных и магнитных полей. В некоторых работах авторы также отмечали влияние собственного поля  $\mathbf{H}_{\text{HT}}$  тока смещения  $\mathbf{I}_{\text{HT}}$  через ПХ на исследуемые объекты. Однако детальный анализ этой проблемы не проводился, поэтому оценка влияния собственного поля  $\mathbf{H}_{\text{HT}}$  на магнитопропространственное разрешение, линейность и точность ПХ по-прежнему остается сложной проблемой. Обычно для повышения пространственного разрешения магнитометра ПХ располагают близко к поверхности исследуемого объекта и уменьшают площадь рабочей поверхности ПХ, а для ослабления поля  $\mathbf{H}_{\text{HT}}$  снижают величину тока  $\mathbf{I}_{\text{HT}}$ . Это приводит к потере чувствительности, производительности, плохому теплоотводу, высокому температурному дрейфу показаний ПХ во времени, низкой стабильности работы таких ПХ, а отношение  $H_{\text{HT}}/I_{\text{HT}}$  остается такого же порядка, как и соответствующее отношение для ПХ с высокими  $\mathbf{I}_{\text{HT}}$  и  $\mathbf{H}_{\text{HT}}$ . Следовательно, для повышения магнитопропространственного разрешения любого типа ПХ необходимо сначала скомпенсировать поле  $\mathbf{H}_{\text{HT}}$  используемого ПХ и максимально приблизить ПХ к поверхности исследуемого объекта, что одновременно не позволит влиять

ПХ на распределение локальных полей вокруг и на поверхности объекта. Ток  $I_{HT}$  идеального ПХ на широкой и тонкой пленке можно мысленно представить в виде суммарного тока через параллельные токовые нити с диаметром, равным толщине пленки:  $I_{HT} = \sum I_{HTi}$ . Токи  $I_{HTi}$  создают вокруг себя соленоидальные поля  $\mathbf{V}_{HTi}$ , при этом поля между нитями компенсируют друг друга. В итоге для токовых нитей прямоугольного сечения поля  $V_{HT} = \sum V_{HTi}$  с обеих сторон ПХ являются однородными, параллельными поверхности пленки и равными друг другу.

Силовые линии  $\mathbf{V}_{HT}$  образуют контур вокруг токовой полосы ПХ. Разнонаправленные силовые линии  $\mathbf{V}_{HT}$  перпендикулярны току через ПХ и параллельны поверхности ПХ с обеих сторон:  $V_{HT3} = V_{HT}(-a/2, 0, -d/2)$  и  $V_{HT4} = V_{HT}(a/2, 0, d/2)$ . При этом, поскольку толщина пленки существенно меньше ее ширины, разнонаправленные силовые линии на краях быстро, на масштабе толщины пленки, меняют направление:  $V_{HT1} = V_{HT}(-a/2, 0, 0)$  и  $V_{HT2} = V_{HT}(a/2, 0, 0)$ , так как исходя из граничных условий на кромках пленки  $V_{HT3}/V_{HT2} = \mu_3/\mu_2$ . Здесь  $\mu_3$  и  $\mu_2$  — магнитные проницаемости внутри и на краю пленки соответственно [3,4]. Складывается картина, аналогичная картине сгущения силовых линий поля внутри отверстия соленоида и их расхождения на торцах соленоида. Кроме того, компенсирующее поле не только „прижимает“ силовые линии поля  $\mathbf{H}_{HT}$  к поверхности ПХ, но и отодвигает его к середине токовой полосы, так как поле  $\mathbf{H}_{HT}$  создает силу Лоренца, которая прижимает силовые линии к поверхности и середине пленки в случае одинакового направления токов и, наоборот, отодвигает их в случае противоположного направления токов. Поскольку [4] сила взаимодействия между двумя токовыми полосами обусловлена компонентами  $\mathbf{V}_{HTi}$  и перпендикулярными им  $\mathbf{E}_{HTi}$ , создается возможность регулировать распределение силовых линий  $\mathbf{V}_{HTi}$  путем изменения  $\mathbf{E}_{HTi}$ . Так как поле внутри цилиндрической проволоки растет от центра к поверхности по линейному закону пропорционально радиусу цилиндра  $R$ , а вне цилиндра уменьшается пропорционально  $1/R$  [3–5], регулируя амплитуду и фазу компенсирующего поля, можно одновременно обнулять значения напряжения на холловских контактах  $V_{HT}$  и исключить влияние поля  $\mathbf{H}_{HT}$  на исследуемые объекты. Таким образом, полученный результат очень важен для одновременного повышения как пространственного, так и магнитного разрешения холловского зонда. В реальных ПХ из-за возможного асимметричного расположения холловских контактов, неоднородностей и анизотропии материала пленки, ростовых дефектов пленки, неоднородного распределения плотности тока  $J_{HT}$  возле холловских контактов и т.д. происходит нарушение уравнения (1), связанное с изменением величины тока  $I_{HT} = dJ_{HT}$  на кромках пленки. Как следствие, величины скачков  $\mathbf{V}_{HT1}$  и  $\mathbf{V}_{HT2}$  различаются. Это вызывает неодинаковое смещение токовых и эквипотенциальных линий возле

холловских контактов, в результате чего концентрация силовых линий индукции  $\mathbf{V}_{HT}$  вблизи контактов будет разной, и интегральное по площади пленки поле  $\mathbf{V}_{HT}$  становится отличным от нуля. Таким образом, в нулевом внешнем магнитном поле средняя по площади пленки индукция  $\mathbf{V}_{HT}$  разнонаправленного неоднородного асимметричного собственного поля  $\mathbf{H}_{HT}$  создает на холловских контактах дополнительное напряжение

$$V_{HT} \sim R_{HT} B_{HT} I_{HT} / d \sim R_{HT} I_{HT}^2 / d. \quad (3)$$

В случае переменного тока через ПХ  $I_{HT} = I_0 \cos(\omega t)$ ,

$$V_{HT} \sim (R_{HT}/d) I_0^2 \cos^2(\omega t). \quad (4)$$

Как видно из формул (3) и (4), значение  $V_{HT}$  не зависит от направления тока  $I_{HT}$ . Для определения величины  $V_{HT}$  можно пользоваться теоремой о циркуляции вектора  $\mathbf{V}$ :

$$2Bl = \mu_0 i l. \quad (5)$$

Здесь  $l$  — длина стороны контура, параллельной плоскости с током [4], а  $i$  — линейная плотность тока, представляющая собой ток, приходящийся на единицу длины поперечного сечения пленки. Для точек вблизи поверхности пленки и вдали от ее краев

$$B = \mu_0 i / 2 = (\mu_0 I) / 2a. \quad (6)$$

Согласно (6), для стандартного ПХ типа ПХЭ603118Б на основе антимонида индия (НПФ „Сенсор“, Санкт-Петербург) с номинальным током  $I_{HT} = 100$  мА и размером рабочей области  $50 \times 100 \mu\text{m}$  [5], используемого в настоящей работе, имеем

$$V_{HT} = \mu_0 i_{HT} / 2 = (\mu_0 I_{HT}) / 2a \approx 10^{-4} \text{ Т}. \quad (7)$$

Ток  $I_{HT}$  на холловских контактах создает напряжение

$$V = V_{HV} + V_{res} + V_{HT} + \Sigma V_i. \quad (8)$$

В этом выражении  $V_{res}$  — остаточное напряжение неэквипотенциальности, возникающее на холловских контактах ПХ при нулевом внешнем магнитном поле;  $\Sigma V_i$  — суммарное напряжение систематических ошибок (термомангнитное напряжение, вызванное температурными эффектами, зависимостью коэффициента Холла от температуры) [1]. Согласно паспортным данным [5], коэффициент преобразования  $\gamma$  ПХ типа ПХЭ603118Б  $> 50 \mu\text{V}/10^{-3} \text{ Т}$ ,  $V_{res} < 50 \mu\text{V}$ , температурный коэффициент остаточного напряжения  $< 0.01 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ , температурный коэффициент чувствительности  $< 2\%/^\circ\text{C}$ . Исходя из формулы (4)

$$V_{HT} \sim (R_{HT}/d) I_0^2 (1 + \cos 2\omega t) / 2, \quad (9)$$

напряжение на холловских контактах, созданное собственным полем  $\mathbf{H}_{HT}$ , содержит постоянную составляющую и переменную с частотой второй гармоники. Следовательно, согласно (7), при  $V_{HT} \approx 10^{-4} \text{ Т}$  выходной

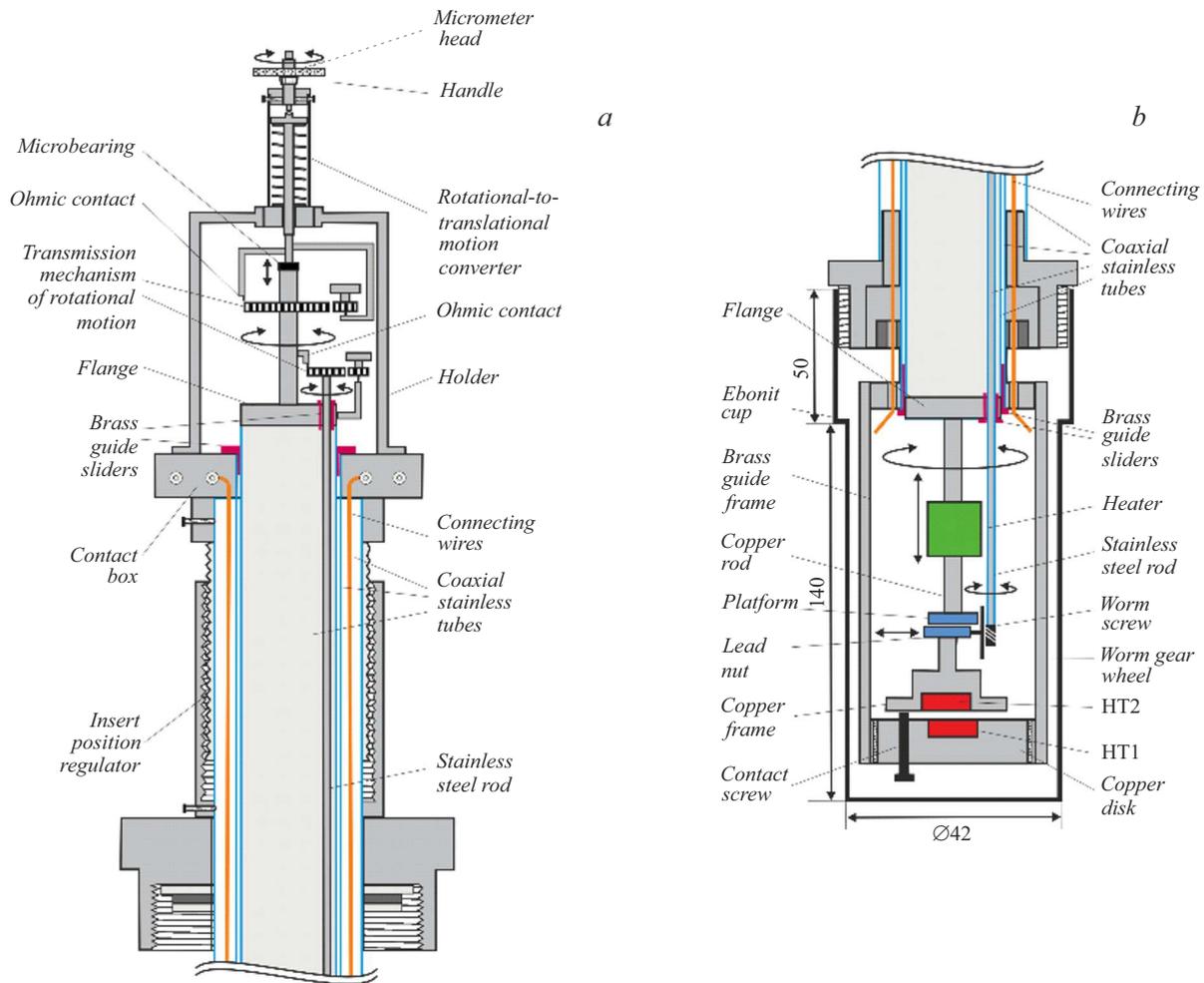


Рис. 1. Измерительная установка.

сигнал магнитометра в нулевом внешнем поле создает напряжение  $V_{HT} \approx 10 \mu V$  на холловских контактах, поэтому, как показано в [6], магнитная чувствительность магнитометра без компенсации ПХ не выше  $2.5 \cdot 10^{-7}$  Т. Тепловые шумы  $\Sigma V_i$  удается существенно снизить за счет работы в изотермическом режиме: ПХ находился в жидком азоте или в газопотоочном микрокриостате при заданной температуре с точностью 0.01 К. Таким образом, в нулевом внешнем магнитном поле основной вклад в формулу (8) вносят  $V_{res}$  и  $V_{HT}$ .

С целью уменьшения погрешности измерений, связанной с влиянием поля  $H_{HT}$  на показания ПХ и физические параметры исследуемого объекта, поле  $H_{HT}$  тщательно компенсировалось. Для этого использовались два одинаковых ПХ с близкими техническими параметрами. Вспомогательный ПХ, используемый для компенсации поля  $H_{HT}$ , располагался на обратной стороне подложки основного ПХ. Оба ПХ помещали строго параллельно друг другу в углубление в неподвижном медном диске, установленном на нижней несущей части камеры датчика магнитного поля. Затем через вспомогательный ПХ пропусклся ток в противофазе с током смещения  $I_{HT}$

основного ПХ. Регулируя амплитуду и фазу с помощью фазовращателя и применяя синхронное детектирование, удалось повысить чувствительность магнитометра от уровня  $\sim 2.5 \cdot 10^{-7}$  до  $\sim 5.75 \cdot 10^{-9}$  Т на частоте 19 Hz. На более высоких частотах увеличивается разность фаз между током  $I_{HT}$  и  $V_{HV}(B)$ , изменяется форма  $V_{HV}(B)$  и усложняется предварительная компенсация как первой, так и второй гармоники  $V_{HV}(B)$ . Все эти факторы сильно сказываются в случае слабых магнитных полей и уменьшают точность их измерения. Кроме того, исключение второй гармоники очень важно в случае спектроскопии измеряемого сигнала по гармоникам.

Для исследования пространственного распределения  $H_{HT}$  на поверхности ПХ и вокруг него разработана установка, позволяющая перемещать исследуемый ПХ2 по оси Z на расстояние до 25 mm с точностью  $\sim 1 \mu m$ , вращать ПХ2 вокруг своей оси на угол  $\varphi = 360^\circ$  с точностью  $2^\circ$ , а также перемещать вдоль оси X на расстояние до 5 mm по отношению к измеряемому ПХ1 с точностью  $\sim 1 \mu m$ .

На рис. 1 показаны верхняя (a) и нижняя (b) части экспериментальной установки. Путем перемеще-

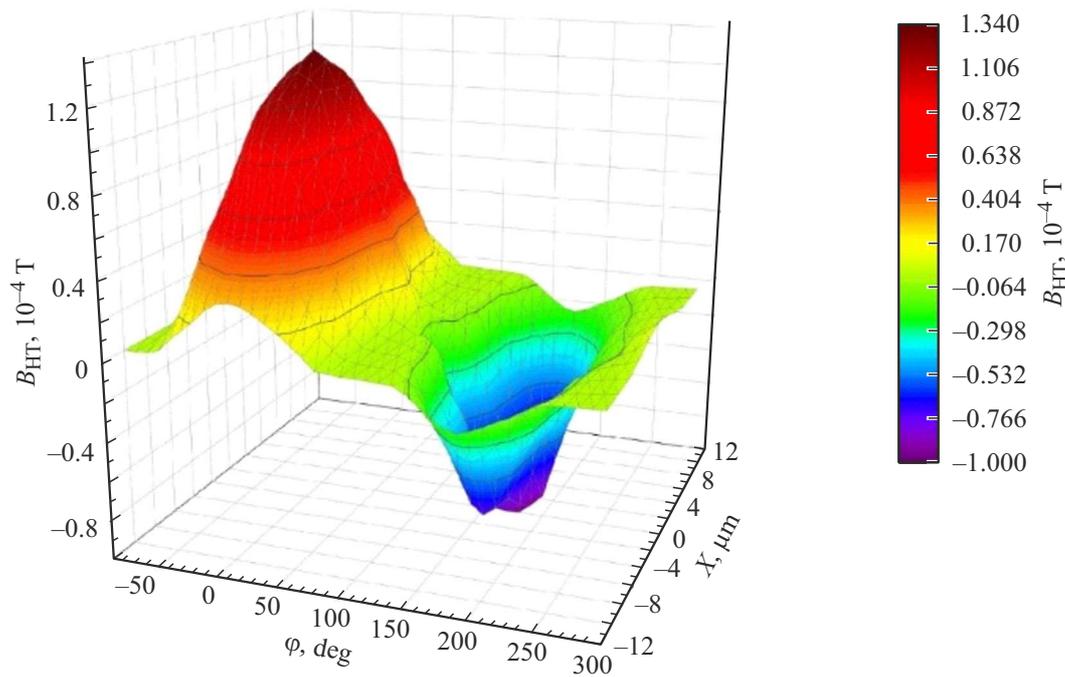


Рис. 2. 3D-зависимости  $B_{HT}(\varphi, X, Z)$  в случае, когда при заданном  $Z$  меняются  $\varphi$  и  $X$ .

ния некомпенсированного по  $\mathbf{H}_{HT}$  исследуемого ПХ2 относительно поверхности компенсированного по  $\mathbf{H}_{HT}$  измеряющего ПХ1 была зондирована топология поля  $B_{HT}(\varphi, X, Z)$ . Для этого сначала было измерено значение  $B_{HT}$  на одном из контактов Холла, а потом его изменение вдоль линии, соединяющей данный холловский контакт с холловским контактом на противоположной грани ПХ2 по оси  $X$  с помощью столика линейного перемещения. В данном случае линия, соединяющая холловские контакты ПХ2, совпадала с линией, соединяющей холловские контакты ПХ1, т.е. на концах этих линий углы составляли  $\varphi_1 = 0^\circ$  и  $\varphi_2 = 180^\circ$ . При очередном изменении координат  $X$  и  $Z$  и вращении ПХ2 на угол  $\varphi$  вокруг своей оси, совпадающей с осью проходящей через геометрический центр ПХ1, было картографировано распределение  $B_{HT}$  на поверхности ПХ2 с помощью ПХ1.

Исследования проводились в режимах FC (field cooling) и ZFC (zero field cooling) [6,7] на образцах из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) разных размеров с различными структурой, критической температурой перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$ , шириной перехода в сверхпроводящее состояние  $\Delta T_c$ , плотностями критических токов  $J_c$ , первыми критическими магнитными полями  $H_{c1}$ , максимальными плотностями  $B_{lr}^{\max}(0)$  захваченного магнитного потока (ЗМП) в центре на поверхности образцов. Это были монокристаллы  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (YBCO) (образец № 1), монокристаллы  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$  (образец № 2), массивные текстурированные (ось  $c$  перпендикулярна плоскости образца) квазимонокристаллические

образцы YBCO (№ 3), поликристаллические текстурированные по оси  $c$  образцы (№ 4), нетекстурированные керамические ВТСП-образцы YBCO (№ 5) и эпитаксиальные пленки YBCO с осью  $c$ , перпендикулярной плоскости подложки  $NdGaO_3(110)$  (№ 6).

Для оценки степени компенсации напряжения  $V_{HT}$ , возникающего в собственном поле  $\mathbf{H}_{HT}$ , проводились следующие эксперименты.

Сначала без компенсации  $\mathbf{H}_{HT}$  образец YBCO подвели к ПХ1 вдоль оси  $Z$  в режиме ZFC. Было обнаружено, что за счет диамагнитного экранирования увеличение  $J_c$  и  $H_{c1}$  приводило к уменьшению сигнала разбаланса на выходе магнитометра. При отводе образца от ПХ1 сигнал разбаланса возвращался к своему первоначальному значению, а повторное приближение образца к поверхности ПХ1 приводило к росту сигнала разбаланса. Далее ВТСП-образец YBCO вблизи ПХ1 нагревали до температуры выше  $T_c$  и снова охлаждали до температуры жидкого азота  $T = 77.4$  К в режиме FC. В данном опыте по сравнению с режимом ZFC, когда к поверхности ПХ1 приближали находящийся в сверхпроводящем состоянии образец с низкими  $J_c$  и  $H_{c1}$ , был обнаружен еще больший рост сигнала разбаланса на выходе магнитометра. При отводе образца YBCO от поверхности ПХ1, как и в первом опыте, сигнал разбаланса уменьшался и принимал свое первоначальное значение. В режиме ZFC изменение выходного сигнала магнитометра вызвано полями размагничивания образца YBCO, индуцированными полем  $\mathbf{H}_{HT}$  [6]. В режиме FC, когда находящийся вблизи поверхности ПХ1 образец YBCO охлаждался от температуры выше  $T_c$  до темпе-

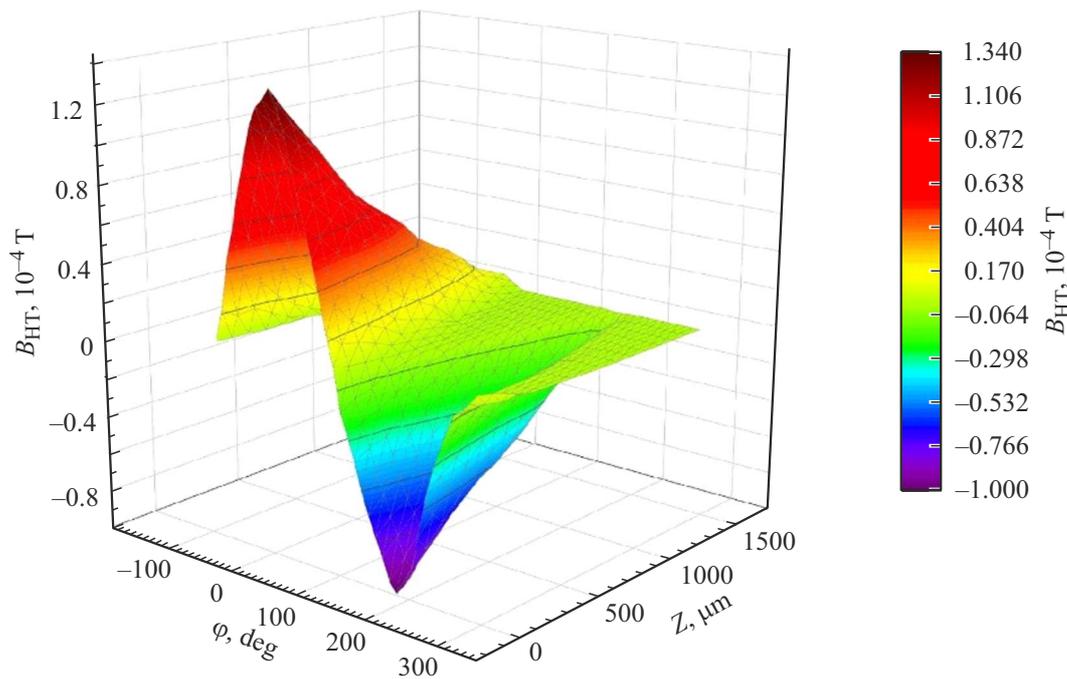


Рис. 3. 3D-зависимости  $B_{\text{НТ}}(\varphi, X, Z)$  в случае, когда при заданном  $X$  меняются  $\varphi$  и  $Z$ .

Параметры образцов и результаты измерений

Номер образца	Размер, mm	$T_c$ , К	$\Delta T_c$ , К	$J_c$ , A/cm <sup>2</sup>	$H_{c1}$ , 10 <sup>-4</sup> Т	$B_{rr}^{\text{max}}(0)$ , 10 <sup>-5</sup> Т ( $Z=0.01\text{--}1$ mm)		$V_{\text{опт}}$ , $\mu\text{V}$ ( $Z=0.01\text{--}1$ mm)	
						ZFC	FC	ZFC	FC
1	$\sim 1 \times 1 \times 0.05$	$\sim 91$	$\sim 0.6$	$\sim 5.3 \cdot 10^5$	$\sim 50$	$\sim 0; 1.2$	$\sim 0; 2.2$	$\sim 1; 3.2$	$\sim 1; 2.2$
2	$\sim 4 \times 4 \times 0.1$	$\sim 90.2$	$\sim 0.6$	$\sim 7.9 \cdot 10^4$	$\sim 5.2$	$\sim 1; 3.2$	$\sim 1; 3.5$	$\sim 2; 2.6$	$\sim 3.5; 5.1$
3	$\sim (6\text{--}8) \times 0.7$	$\sim 92$	$\sim 1$	$\sim 2.4 \cdot 10^3$	$\sim 3.3$	$\sim 0; 0$	$\sim 2; 4.6$	$\sim 3.5; 3.1$	$\sim 6.5; 11$
4	$\sim (6\text{--}8) \times 2.1$	$\sim 92$	$\sim 1$	$\sim 1.3 \cdot 10^3$	$\sim 0.8$	$\sim 0; 0.5$	$\sim 3.5; 6.1$	$\sim 3.9; 4.6$	$\sim 9.4; 15$
5	$\sim (6\text{--}8) \times 4.3$	$\sim 92$	$\sim 1$	$\sim 1.4 \cdot 10^2$	$\sim 0.1$	$\sim 1; 0.8$	$\sim 5.9; 12.8$	$\sim 5.6; 6.3$	$\sim 12.7; 18$
6	$\sim 10 \times 10 \times (0.0004\text{--}0.001)$	$\sim 92$	$\sim 0.6$	$\sim 6.8 \cdot 10^5$	$\sim 35$	$\sim 0; 0$	$\sim 3.5; 5.1$	$\sim 3.8; 4.2$	$\sim 2.5; 8.1$

ратуры 77.4 К, происходило проникновение  $\mathbf{H}_{\text{НТ}}$  внутрь образца через джозефсоновские слабые связи. При отводе образца от поверхности ПХ1 в образце происходил захват магнитного потока полем  $\mathbf{H}_{\text{НТ}}$ , который при повторном приближении образца к поверхности преобразователя приводил к увеличению сигнала разбаланса на выходе магнитометра. В таблице приведены параметры образцов и результаты измерений. Аналогичные результаты были получены и при замене образца № 1 на образцы № 2–6. Однако для образца № 2 из-за низкого первого критического магнитного поля  $H_{c1}$  и более высокой плотности ЗМП  $B_{rr}^{\text{max}}(0)$ , чем в случае образца № 1, сигнал разбаланса на выходе магнитометра увеличивался. Для образцов № 3–5 из-за более низкого  $H_{c1}$  и существенно более высокого  $B_{rr}^{\text{max}}(0)$ , чем у образцов № 1, 2, 6, сигнал разбаланса на выходе магнитометра увеличивался еще больше. Как видно из таблицы, из-за малых размеров образца № 1 результаты

сильно искажаются, и это необходимо иметь в виду при исследовании объектов малых размеров.

При приближении к поверхности ПХ1 ферромагнитной пленки происходило существенное усиление  $\mathbf{H}_{\text{НТ}}$  (из-за высокой магнитной проницаемости пленки), в результате чего сигнал разбаланса увеличивался более чем на порядок. Следовательно, необходимо иметь в виду, что использование магнитных концентраторов с большой магнитной проницаемостью для усиления и фокусировки силовых линий индукции магнитного поля на поверхности ПХ [8] приводит как к усилению магнитной чувствительности, так и к ухудшению пространственного разрешения ПХ.

Для режимов FC и ZFC повторение эксперимента с компенсированным  $H_{\text{НТ}}$  выявило, что в случае приближения к поверхности ПХ1 как сверхпроводящей, так и магнитной пленки выходное напряжение магнитометра не изменялось.

На рис. 2 и 3 приведены 3D-зависимости  $B_{HT}(\varphi, X, Z)$  в случаях, когда при заданном  $Z$  меняются  $\varphi$  и  $X$  (рис. 2) и при заданном  $X$  меняются  $\varphi$  и  $Z$  (рис. 3). Видно, что измеренные значения тангенциальной и перпендикулярной компонент  $\mathbf{H}_{HT}$  на холловских контактах составляют  $\sim 1.34 \cdot 10^{-4}$  и  $-1 \cdot 10^{-4}$  Т, что по модулю неплохо согласуется с оценочным значением  $\sim 10^{-4}$  Т, полученным по формуле (7). Таким образом, как видно из рис. 2 и 3, топология распределения поля  $\mathbf{H}_{HT}$  по поверхности и вокруг ПХ сильно неоднородна. Следовательно, необходимо иметь в виду, что взаимодействие поля  $\mathbf{H}_{HT}$  с локальными полями на поверхности образцов будет приводить к существенному искажению трехмерного распределения таких величин, как, например, плотность ЗМП [8] на поверхности ВТСП-образцов и намагниченность магнитных материалов [9,10].

Из полученных результатов также следует, что для достижения более высокой точности и упрощения процедуры компенсации  $\mathbf{H}_{HT}$  при изготовлении ПХ необходимо выращивать одинаковые (близкие по техническим параметрам  $a$ ,  $l$ ,  $d$  и входным сопротивлениям) тонкие эпитаксиальные пленки  $n$ -InSb с обеих сторон монокристаллической полуизолирующей подложки  $i$ -GaAs в едином технологическом цикле. Кроме того, при исследовании локальных полей объектов малых размеров необходимо соблюдать баланс размеров ПХ и объектов из-за усиления влияния  $\mathbf{H}_{HT}$ .

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН № 075-00395-25-00.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Е.В. Кучис, *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования* (Радио и связь, М., 1990).
- [2] H.P. Baltes, R.S. Popović, Proc. IEEE, **74** (8), 1107 (1986). DOI: 10.1109/PROC.1986.13597
- [3] А.В. Астахов, Ю.М. Широков, *Курс физики* (Глав. ред. физ.-мат. лит., М., 1980), т. 2.
- [4] С.Г. Калашников, *Электричество* (Наука, М., 1985).
- [5] И.Е. Иродов, *Электромагнетизм. Основные законы* (Лаборатория базовых знаний, М., 2002).
- [6] *Преобразователи Холла* [Электронный ресурс]. <http://sensorspb.ru/price5.doc>
- [7] Kh.R. Rostami, I.P. Nikitin, Next Res., **2** (2), 100331 (2025). DOI: 10.1016/j.nexres.2025.100331
- [8] Kh.R. Rostami, Supercond. Sci. Technol., **36** (9), 095012 (2023). DOI: 10.1088/1361-6668/ace8c9
- [9] R.S. Popovic, in *Proc. of the 2014 29th Int. Conf. on microelectronics (MIEL 2014)* (IEEE, 2014), p. 69–74. DOI: 10.1109/MIEL.2014.6842087
- [10] В.К. Игнатъев, А.А. Орлов, С.В. Перченко, Д.А. Станкевич, Письма в ЖТФ, **43** (15), 3 (2017). DOI: 10.21883/PJT.2017.15.44864.16434 [V.K. Ignat'ev, A.A. Orlov, S.V. Perchenko, D.A. Stankevich, Tech. Phys. Lett., **43** (8), 687 (2017). DOI: 10.1134/S1063785017080090].