

УДК 538.935

ИССЛЕДОВАНИЕ АНОМАЛЬНОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА В КРИСТАЛЛАХ HgSe:CO ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ МЕТОДОМ ТОКА ХОЛЛА

¹Лончаков А.Т., ¹Бобин С.Б., ¹Дерюшкин В.В., ^{1,2}Окулов В.И., ¹Говоркова Т.Е.

¹Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург;

²Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, e-mail: lonchakov@imp.uran.ru

В данной работе авторами предложен дифференциальный метод исследования эффекта Холла в режиме тока Холла, реализация которого является возможной благодаря неоднородному распределению в образце концентрации носителей заряда. Этот метод апробирован в кристаллах HgSe: Co и HgSe: Ga с целью наблюдения аномального вклада в холловский ток, связанного с током спонтанного намагничивания, и сравнительного анализа степени неоднородности образцов. Особенность соединения HgSe: Co заключается в гибридизации донорных 3d-состояний кобальта с невозмущенными состояниями полосы проводимости кристалла. При определенной концентрации донорных электронов появляется возможность для реализации спонтанного спинового упорядочения электронов в гибридизованных состояниях и возбуждения тока спонтанного намагничивания. Его наблюдение проводилось с помощью нового метода – дифференциального метода тока Холла. Предлагаемый нами метод исследования эффекта Холла в режиме холловского тока отличается от известных прямых методов для постоянного тока и постоянного магнитного поля. Полученная зависимость разностного (дифференциального) холловского тока от магнитного поля для образцов HgSe:Co с насыщением в высоких магнитных полях качественно коррелирует с обнаруженной нами ранее в подобных системах магнитополевой зависимостью напряжения Холла. Вместе с тем предложенный в настоящей работе дифференциальный метод тока Холла оказывается более чувствительным к выявлению аномального эффекта Холла, чем холловское напряжение. Этот метод также может найти практическое применение для получения информации о степени неоднородности образцов.

Ключевые слова: спиновая поляризация, гибридизация состояний, метод тока Холла, аномальный эффект Холла, ток спонтанного намагничивания, переходный металл, степень неоднородности

INVESTIGATION OF THE ANOMALOUS HALL EFFECT IN HgSe:CO CRYSTALS BY DIFFERENTIAL HALL CURRENT METHOD

¹Lonchakov A.T., ¹Bobin S.B., ¹Deryushkin V.V., ^{1,2}Okulov V.I., ¹Govorkova T.E.

¹M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of UB RAS, Ekaterinburg;

²Ural Federal University named after the first President of Russia B.N. Yeltsin, Ekaterinburg, e-mail: lonchakov@imp.uran.ru

The differential method of the study of the Hall effect in the regime of the Hall current, the implementation of which is possible due to an inhomogeneous distribution of the concentration of charge carriers in the sample, has been proposed. This method was tested in crystals of HgSe : Co and HgSe : Ga with the aim to observe the anomalous contribution to the Hall current associated with the spontaneous magnetization current and perform comparative analysis of the degree of heterogeneity of the samples. The specificity of these systems is the hybridization of the impurity 3d-states with the zone states of the conduction band of the crystal. At a certain concentration of donor electrons there is a possibility of realization of spontaneous spin ordering of electrons in hybridized states and excitation of spontaneous magnetization currents. The observation of these currents were performed using new technique – differential Hall current method. This new proposed method of study of the Hall effect in the Hall current mode is different from the methods of a constant current and constant magnetic field, which can be considered direct methods. The nature of the anomalous magnetic field dependence of the differential Hall current for the samples of HgSe : Co corresponds qualitatively to the dependence of the Hall voltage on the magnetic field obtained earlier in similar systems. However, we can state that the differential method of the Hall current proposed in the present work is more sensitive to the manifestation of abnormal contribution than the Hall voltage. This method can also find practical application for obtaining information on the degree of inhomogeneity of samples.

Keywords: spin polarization, states hybridization, Hall current method, anomalous Hall effect, current of spontaneous magnetization, transition metal, degree of inhomogeneity

Бесщелевой полупроводник HgSe, содержащий примеси 3d-переходных металлов, относится к системам, в которых примесные 3d-состояния гибридизуются с зонными состояниями невозмущенного кристалла [1]. Подобные системы вызывают в последние годы интерес для исследования [2–4]. Следствием гибридизации примесных и свободных электронных состояний является теоретически предска-

занная спонтанная спиновая поляризация электронов [5]. Этот эффект был подтвержден экспериментально посредством наблюдения аномального эффекта Холла (АЭХ) в монокристаллах HgSe, легированных примесями (Fe, V, Ni, Cr и Co), при комнатной температуре [6]. Соединения HgSe:3d мы будем называть слабыми магнетиками, ввиду малой ~ (0,01 – 0,1) ат. % концентрации магнитной 3d-примеси. Теоретическое

описание АЭХ, обнаруженного в слабых магнетиках, представлено в работах [6, 7]. Показано, что в основе АЭХ лежит термодинамическая природа, которая отражает свойства локального термодинамического равновесия электронной системы. Эта особенность отличает термодинамический АЭХ от наиболее распространенного АЭХ, обусловленного спин-орбитальным взаимодействием в магнитных материалах [8–10]. Основой термодинамического механизма АЭХ в системах со спонтанной намагниченностью является возбуждение электрическим полем тока спонтанного намагничивания, следствием чего согласно [6, 7] является появление в локально равновесном токе проводимости некоторой магнитной составляющей, равной по величине току намагничивания. Именно эта добавка в холловском токе проводимости описывает в конечном итоге термодинамический АЭХ. Поэтому обнаружение в холловском токе проявлений термодинамических токов намагничивания явилось бы наглядным и весомым аргументом в пользу существования спонтанной спиновой поляризации в слабых магнетиках на основе селенида ртути. Данная работа в идейном плане продолжает нашу работу [11] и дополняет ее экспериментальными данными при температуре жидкого азота.

Материалы и методы исследования

Ранее исследования АЭХ в слабомагнитных кристаллах на основе HgSe уже проводились [6]. Отличие предложенного в данной работе метода исследования эффекта Холла от распространенного метода для постоянного тока и магнитного поля [12] заключается в измерении тока, протекающего во вторичной цепи (рис. 1, а), сопротивление которой можно считать достаточно малым $R_C \ll R_B$. Принципиальная схема, использованная нами в измерениях, представлена на рис. 1, а. В данной схеме цепь 1 является высокоомной, ток I в которой практически не изменится с приложением магнитного поля. Цепь 2 является низкоомной цепью, ток I_0 в которой (далее, «ток отражения») согласно правилу Кирхгофа выражается как $I_0 = I - I_S$, где I_S – ток через образец. В реальных образцах ток отражения будет обладать смешанной четностью по магнитному полю, поскольку будет содержать как четный вклад от магнитосопротивления, так и нечетный вклад от холловского сопротивления, который возникает из-за вызванной неоднородностью распределения концентрации носителей тока разности эдс Холла вблизи противоположных токовых контактов. Эту разность эдс, которая приводит к нечетной по напряженности магнитного поля добавке $(\Delta I_0)_{odd}$ к току отражения, можно выразить как $\Delta V = (V_1^+ - V_2^-) - (V_3^+ - V_4^-) = (V_1^+ - V_3^+) - (V_2^- - V_4^-)$ (рис. 1, а). Иначе говоря, вклад $(\Delta I_0)_{odd}$ может быть выражен как разница между холловскими токами I_{y_1} и I_{y_2} , возникающими из-за шунтирования образца токовыми контактами вблизи торцов [12]. Поэтому представленный метод мы назвали дифференциальным методом тока Холла.

Используя предложенный метод возможно, помимо изучения поведения тока Холла, также оценить степень однородности образца. Для демонстрации этого утверждения приведем выражение для холловского тока в следующем виде [6]:

$$I_H \approx \mu_H I H = \rho_{xy} \sigma_0 I. \quad (1)$$

Здесь $\mu_H = R_H \sigma_0$ – подвижность носителей, $\rho_{xy} = R_H H$ – сопротивление Холла, σ_0 – проводимость в нулевом магнитном поле. При получении (1) сделано предположение, что $I_{обр} \approx I$, а сам образец достаточно длинный и изотропный [12]. Тогда разность токов Холла вблизи торцов выражается как

$$\Delta I_H \approx \Delta R_H \sigma_0 I H, \quad (2)$$

где $\Delta R_H = (R_1 - R_2)$, R_1 и R_2 – коэффициенты Холла соответственно на противоположных концах образца. Тогда на основе (2) можно ввести параметр относительной неоднородности образца следующим образом:

$$\frac{\Delta n}{n} \approx \frac{\Delta R_H}{R_H} \approx \frac{\Delta I_H n e}{\sigma_0 I H} = \frac{Q(\Delta I_0)_{odd}}{\mu_H I H}, \quad (3)$$

где $\Delta n = (n_2 - n_1)$, n – средняя по объему образца электронная концентрация. В выражении (3) сделано предположение, что разность ΔI_H и нечетный вклад $(\Delta I_0)_{odd}$ являющийся частью ΔI_H связаны линейной зависимостью через коэффициент Q . Пусть образец является низкоомным, то есть $R_{\perp} \ll R_C$, где R_{\perp} – сопротивление образца в направлении холловского тока. В этом предельном случае следует предположить, что $Q \sim \sigma_0$. Тогда с помощью (3) для i -го и j -го образца из совокупности образцов с близкой геометрией можно ввести важную для аттестации образцов характеристику – отношение параметров неоднородности:

$$\beta_{ij} = \frac{\Delta n_i n_j}{\Delta n_j n_i} \approx \frac{n_i}{n_j} \frac{I_j}{I_i} \frac{(\Delta I_{0i})_{odd}}{(\Delta I_{0j})_{odd}}. \quad (4)$$

Целью настоящей работы являлось изучение особенностей поведения холловского тока в слабых магнетиках на основе селенида ртути и получения информации о степени однородности образцов путем выделения нечетной компоненты в угловой и магнитополовой зависимости тока отражения. Эксперимент был выполнен при температурах 77 и 300 К.

Образец вращался в магнитном поле величиной до 25 кЭ, создаваемом электромагнитом, таким образом, что ось вращения совпадала с направлением электрического тока, а магнитное поле было ему перпендикулярным. Угол вращения α отсчитывался от широкой грани образца (рис. 1, б), изменяясь 0 до 180° в магнитном поле сначала условно положительного направления ($+\vec{H}$), а затем – отрицательного направления ($-\vec{H}$). В последнем случае углу поворота приписывались отрицательные значения. Очевидно, что такое поэтапное вращение эквивалентно повороту образца от 0 до 360° при фиксированном направлении магнитного поля.

В качестве легирующей магнитной примеси в настоящей работе использовался кобальт. Кроме образцов HgSe:Co, которые были ориентированными (рис. 1, б), исследовался специально неориентированный образец HgSe, содержащий немагнитную примесь Ga. Все образцы вырезались из наиболее однородной – средней части монокристаллических слитков, выращенных методом Бриджмена Под-

готовка образцов к измерениям проводилась путем шлифовки, полировки и травления в 5% растворе брома в изобутиловом спирте. Для изготовления омических токовых электродов использовалась амальгама галлия и серебра. Образцы имели форму прямоугольного параллелепипеда с сечением $\approx 1 \times 2$ мм² и длиной $\approx 8-10$ мм. Нумерация образцов, их основные физические параметры при $T = 300$ К и значения тока I для первичной цепи приведены в таблице. Все измерения проводились при коммутации тока через образец. Величина тока I_0 в зависимости от сопротивления образца варьировалась в интервале $\approx 300-500$ мкА. На рис. 1, б приведен вариант кристаллографических направлений, реализованный в образцах 1–3. Для образца 4 направления $\langle 100 \rangle$ и $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ менялись местами. Отметим, что величина холловской подвижности $\mu_H = R_H \sigma_0$ при температурах эксперимента 77 и 300 К для образцов 1–5 хорошо согласуется с полученной разными авторами в кристаллах HgSe зависимостью подвижности от концентрации электронов n_e [13, 14]. Этот факт можно рассматривать как свидетельство соответствия качества исследуемых образцов мировому уровню.

Результаты исследования и их обсуждение

Зависимость тока отражения $I_H = I_0 + \Delta I_0(H)$ от угла поворота α , полученная в магнитном поле $H = 20$ кЭ, показана на рис. 2 для образцов 2 и 3. Здесь $\Delta I_0(H)$ – добавка к току отражения в магнитном поле. Как видно, изменение знака α

проявляет нечетный вклад $(\Delta I_0)_{odd}$ в угловую зависимость тока I_H . Именно она является ответственной за поведение разности токов Холла. Зависимость искомой нечетной компоненты $(\Delta I_0)_{odd}$ от α при повороте от 0 до 360° приведена на рис. 3. Как показывают представленные на этом рисунке данные, понижение температуры от 300 до 77 К не влияет на характер угловой зависимости $(\Delta I_0)_{odd}$. Ее для исследованных образцов можно представить в виде эмпирического закона $(\Delta I_0)_{odd} = A \sin(\alpha + \varphi_0) = a \sin \alpha + b \cos \alpha$,

где $A = \sqrt{a^2 + b^2}$, $\tan \varphi_0 = b/a$. Представление $(\Delta I_0)_{odd}$ в виде суммы синуса и косинуса отражает протекание холловского тока при закорачивании сплошным токовым электродом попарно узких и широких боковых граней образца. Это связано соответственно с перпендикулярной ($\alpha = 90^\circ$) и параллельной ($\alpha = 0^\circ$) компонентами напряженности магнитного поля. Отсюда следует, что обнаруженная на эксперименте угловая зависимость нечетной компоненты тока отражения в образцах HgSe:Co и HgSe:Ga (рис. 3) связана не только со спецификой спонтанной спиновой поляризации в слабом магнетике, но также с неоднородным распределением концентрации электронов в образце.

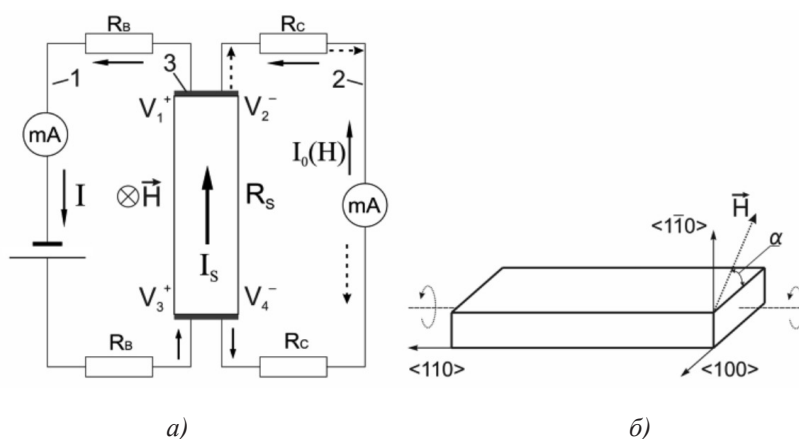


Рис. 1. (а) – Принципиальная схема для иллюстрации дифференциального метода тока Холла: 1 – высокоомная цепь с $R_b \sim 10^3$ Ом; сопротивление образца $R_s \sim 10^{-2}$ Ом; 2 – вторичная низкоомная цепь с $R_c \sim 1$; 3 – токовый электрод.
(б) – Геометрия образцов с указанием кристаллографических направлений и оси вращения

Параметры образцов HgSe:Co и HgSe:Ga при $T = 300$ К

№	Примесь	Концентрация примеси, см ⁻³	$n_e \cdot 10^{18}$, см ⁻³	$\sigma_0 \cdot 10^4$, Ом ⁻¹ ·см ⁻¹	$\mu_H \cdot 10^4$, см ² /В·с	I , мА
1	Co	$6 \cdot 10^{17}$	1,24	0,24	1,19	70
2	Co	$1,5 \cdot 10^{18}$	0,56	0,15	1,62	60
3	Co	$4 \cdot 10^{18}$	0,88	0,20	1,40	70
4	Co	$7 \cdot 10^{18}$	0,57	0,15	1,66	60
5	Ga	$5,5 \cdot 10^{18}$	5,6	0,6	0,67	80

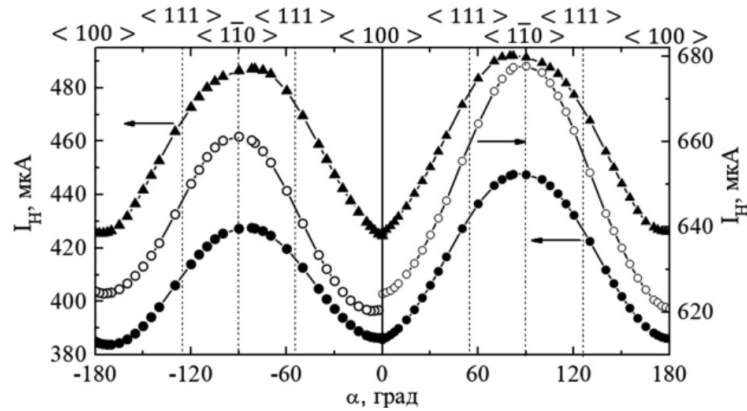


Рис. 2. Зависимость тока отражения I_H от угла поворота α для образца 2 (\circ) и 3 (\bullet , \blacktriangle) при температуре: 77 K (\blacktriangle) и 300 K (\circ , \bullet). Верхняя шкала здесь и на рис. 3 показывает кристаллографические направления

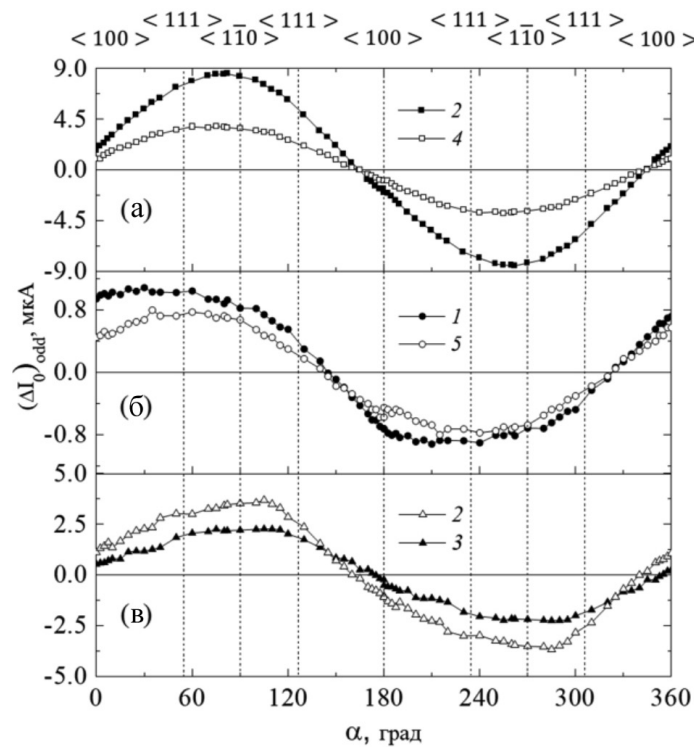


Рис. 3. Угловая зависимость нечетного вклада в ток отражения $(\Delta I_0)_{odd}$ в магнитном поле 20 кЭ при $T = 300$ K (панели а и б) и 77 K (панель в). Номера кривых совпадают с номерами образцов в таблице

Полученные угловые характеристики компоненты $(\Delta I_0)_{odd}$ позволяют провести исследование ее магнитополевой зависимости для угла поворота образца, при котором величина эффекта максимальна. Типичная зависимость $\Delta I_0(H) = I_H - I_0$, иллюстрирующая наличие нечетного вклада в ток отражения, показана на вставке к рис. 4 на примере образца 3 при $\alpha = 90^\circ$. Зависимость нечетной составляющей $(\Delta I_0)_{odd}$ от магнитного поля

для исследованных образцов представлена на рис. 4 и 5. Из рис. 5 видно, что для образца HgSe:Ga, который не является слабым магнетиком, зависимость $(\Delta I_0)_{odd}$ от магнитного поля близка к линейной (сплошная прямая на рис. 5). Очевидно, что угол наклона этой прямой отражает различие в величинах электронных концентраций вблизи двух токовых электродов. Для образцов HgSe:Co, в которых реализуется АЭХ, ха-

ракетер магнитополевой зависимости $(\Delta I_0)_{odd}$ меняется. Она является нелинейной в сравнительно низких магнитных полях и имеет линейный характер при дальнейшем увеличении магнитного поля (пунктирные прямые на рис. 4, 5). Полученный результат имеет два важных аспекта.

Во-первых, он указывает на наличие аномального вклада в разности токов Холла, который насыщается с ростом H так же как выявленный ранее аномальный вклад в холловское напряжение [6]. Можно дать следующую качественную интерпретацию этой особенности. Согласно теории [6, 7] электрическое поле \mathbf{E} , приложенное к системе поляризованных по спину электронов приводит в магнитном поле к возбуждению тока спонтанного намагничивания

$$\mathbf{j}_m = \sigma_m [\mathbf{h} \times \mathbf{E}], \quad (5)$$

где $\mathbf{h} = \mathbf{H}/H$ – единичный вектор. Оказывается, что кроме зависимости от магнитного и электрического поля ток спонтанного намагничивания согласно (5) определяется параметром σ_m , который имеет размерность проводимости. Этому параметру, характеризующему спонтанную намагниченность, можно придать смысл магнитной проводимости [7]. При этом ток спонтанного намагничивания приводит, в свою очередь, к добавлению в холловском токе проводимости к обычному недиссипативному члену «аномального» слагаемого – магнитной части локально равновесного тока, которая

равна во величине и противоположна по знаку току \mathbf{j}_m [7]. Таким образом, в эксперименте (рис. 4, 5) обнаружено насыщение аномального вклада в дифференциальный ток $(\Delta I_0)_{odd}$ с ростом магнитного поля. Для образцов HgSe:Co его можно связать с насыщением тока спонтанного намагничивания (5), отражающего насыщение спонтанной намагниченности поляризованных по спину электронов через параметр σ_m .

Во-вторых, линейная магнитополевая зависимость дифференциального тока $(\Delta I_0)_{odd}$ в области высоких магнитных полей (рис. 4, 5) свидетельствует о неоднородном распределении концентрации носителей тока в исследованных образцах. Продемонстрируем, как по формуле (4) оценить отношение параметров неоднородности β_{ij} при $\alpha = 90^\circ$. Рассмотрим в качестве примера образцы с номерами (3–5). После вычета аномального вклада из соответствующих зависимостей на рис. 4 и 5 для образцов 3 и 4 получим в поле $H = 20$ кЭ $(\Delta I_0)_{odd} \approx 5,4$ и $1,9$ мкА соответственно. Для образца 5 величина $(\Delta I_0)_{odd}$ заметно меньше и составляет в таком же поле $\approx 0,9$ мкА, что следует из рис. 3, б (кривая 5). Подставив из таблицы параметры I и n в формулу (4), найдем: $\beta_{34} = 3,8$, $\beta_{35} = 1,08$, $\beta_{54} = 3,5$. Таким образом, согласно критерию (4) наиболее однородным из трех аттестуемых образцов является образец 4, а самым неоднородным – образец 3.

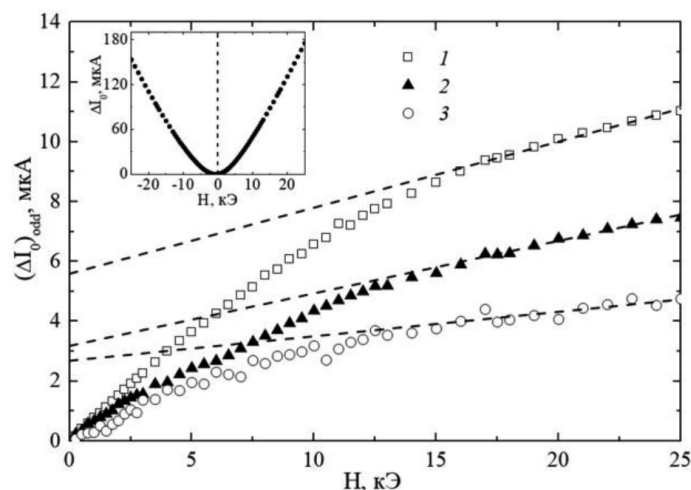


Рис. 4. Зависимость нечетного вклада в ток отражения $(\Delta I_0)_{odd}$ от магнитного поля для образца 2 (кривые 1, 3) и 3 (кривая 2). Значения температур: 300 К (кривые 1, 2) и 77 К (кривая 3). Кривая 2 получена при $\alpha = 60^\circ$, кривые 1, 3 – при $\alpha = 90^\circ$. Пунктирные линии – экстраполяция экспериментальных кривых линейной функцией в области высоких магнитных полей. На вставке: магнитополевая зависимость изменения полного тока отражения $\Delta I_0(H)$ для образца 3 при $T = 300$ К и $\alpha = 90^\circ$

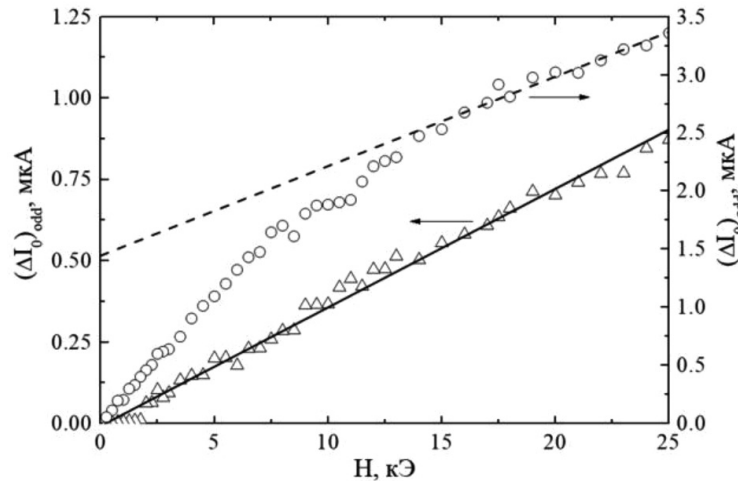


Рис. 5. Зависимость нечетного вклада в ток отражения $(\Delta I)_0^{odd}$ от магнитного поля для образца 4 (○) и 5 (Δ) при $T = 300$ К. Пунктирная линия – экстраполяция экспериментальной зависимости для образца 4 линейной функцией в области высоких магнитных полей. Сплошная прямая – подгонка данных для образца 5 линейной функцией

Заключение

В рамках общего подхода, основанного на исследовании образцов HgSe:Co методом эффекта Холла, мы получили, что насыщение магнитопольевой зависимости дифференциального тока Холла в этой системе качественно коррелирует с обнаруженным ранее [6] в слабых магнетиках насыщением напряжения Холла с ростом магнитного поля. Этого следовало ожидать в силу соотношений (1) и (2). Вместе с тем из эксперимента следует, что дифференциальный метод тока Холла является более чувствительным для выявления АЭХ, чем холловское напряжение. Таким образом, развитый в настоящей работе подход к изучению роли токов намагничивания оказывается более прямым и наглядным, чем применявшийся ранее прецизионный анализ полевой зависимости холловского сопротивления. Представленный в работе дифференциальный метод тока Холла также может найти практическое применение для получения информации о степени неоднородности образцов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон» Гр. № АААА-А18-118020190098-5) и при частичной поддержке гранта РФФИ (№ 18-32-00198 мол_a).

Список литературы

1. Окулов В.И. Эффекты резонансного рассеяния электронов на донорных примесях в полупроводниках // Физика низких температур. 2004. Т. 30. № 11. С. 1194–1202.
2. Lamonova K., Ivanchenko I., Orel S., Paranchich S., Tkach V., Zhitlukhina E., Popenko N., Pashkevich Yu. Spectroscopic evidence of spinel phase clustering in solid solutions $Hg_{1-x}Cr_xSe$ ($0.03 \leq x \leq 0.1$). Journal of Physics: Condensed Matter. 2009. Vol. 21. No. 4. P. 045603. DOI:10.1088/0953-8984/21/4/045603.

3. Bekirov B.E., Ivanchenko I.V., Popenko N.A., Bludov A.V., Pashchenko V. The features of quantum oscillations of the magnetization of HgSe: Fe crystals. Telecommunications and Radio Engineering. 2014. Vol. 73. No. 16. P. 1433–1442. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v73.i16.30.
4. Попенко Н., Бекиров Б., Иванченко И., Блудов А., Пащенко В. Концентрационные аномалии намагниченности кристаллов HgSe:Fe // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. № 4. С. 272–275.
5. Окулов В.И., Памятных Е.А., Силин В.П. Спонтанная спиновая поляризация систем примесных гибридных состояний электронов в полосе проводимости кристаллов // Физика низких температур. 2011. Т. 37. № 9–10. С. 1001–1007.
6. Lonchakov A.T., Okulov V.I., Pamyatnykh E.A., Govorkova T.E., Andriichuk M.A., Paranchich L.D., Bobin S.B., Deryushkin V.V. Anomalous galvanomagnetic effects due to spontaneous spin polarization of electrons in crystal with low concentration of 3d-transition element impurities. Solid State Phenomena. 2015. vol. 233–234. P. 456–459. DOI: 10.4028/www.scientific.net/SSP.233-234.456.
7. Окулов В.И., Памятных Е.А., Лончаков А.Т. Термодинамический аномальный эффект Холла: квантовый режим // Физика низких температур. 2014. Т. 40. № 11. С. 1322–1324.
8. Николаев С.Н., Аронзон Б.А., Рыльков В.В., Тугушев В.В., Демидов Е.С., Левчук С.А., Лесников В.П., Подольский В.В., Гареев Р.Р. Аномальный эффект Холла в Si пленках, сильно легированных Mn // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 89. № 12. С. 707–712.
9. Овешников Л.Н., Кульбачинский В.А., Давыдов А.Б., Аронзон Б.А. Аномальный эффект Холла в 2D-гетероструктуре: квантовая яма GaAs/InGaAs/GaAs с отдаленным δ-слоем Mn // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. № 9. С. 648–653.
10. Черноглазов К.Ю., Николаев С.Н., Рыльков В.В., Семисалова А.С., Зенкевич А.В., Тугушев В.В., Васильев А.Л., Чесноков Ю.М., Пашаев Э.М., Матвеев Ю.А., Грановский А.Б., Новодворский О.А., Веденев А.С., Бугаев А.С., Драченко А., Жоу Ш. Аномальный эффект Холла в поликристаллических пленках $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.5$) с самоорганизованным распределением кристаллитов по форме и размерам // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. № 7. С. 539–546.
11. Лончаков А.Т., Окулов В.И., Бобин С.Б., Дерюшкин В.В., Говоркова Т.Е. Наблюдение проявлений токов спонтанного намагничивания в кристаллах HgSe с низкой концентрацией примесей 3d-переходного металла // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 43. № 1. С. 30–37.
12. Кучис Е.В. Методы исследования эффекта Холла. М.: Советское радио, 1974. 328 с.
13. Dietl T., Szymańska W. Electron scattering in HgSe. Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1978. vol. 39. no. 10. P. 1041–1057.
14. Lehoczky S.L., Broerman J.G., Nelson D.A., Whittsett C.R. Temperature-dependent electrical properties of HgSe. Physical Review B. 1974. Vol. 9. No. 4. P. 1598.