

Экспериментальное обнаружение квантовых осцилляций аномального холловского сопротивления в кристаллах селенида ртути с примесями кобальта

А.Т. Лончаков¹, С.Б. Бобин¹, В.В. Дерюшкин¹, В.И. Окулов^{1,2}, Т.Е. Говоркова¹,
В.Н. Неверов¹, Е.А. Памятных², Л.Д. Паранчич³

¹*Институт физики металлов УрО РАН им. М.Н. Михеева, г. Екатеринбург, 620990, Россия*

E-mail: okulov@imp.uran.ru

²*Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина
г. Екатеринбург, 620002, Россия*

³*Черновицкий национальный университет им. Федьковича, г. Черновцы, 58012, Украина*

Статья поступила в редакцию 20 января 2016 г., опубликована онлайн 24 февраля 2017 г.

В кристаллах селенида ртути, легированных примесями кобальта малой концентрации, обнаружены квантовые осцилляции аномальной составляющей холловского сопротивления с амплитудой, превосходящей амплитуду осцилляций Шубникова–де Гааза поперечного магнитосопротивления. В соответствии с предсказаниями теории эффекта Холла для систем со спонтанной спиновой поляризацией гибридных донорных электронов наблюдаемые осцилляции отвечают магнитным квантовым осцилляциям, обусловленным термодинамическим аномальным эффектом Холла.

У кристалах селеніду ртуті, легованих домішками кобальту малої концентрації, виявлено квантові осциляції аномальної складової холлівського опору з амплітудою, що перевершує амплітуду осциляцій Шубнікова–де Гааза поперечного магнітоопору. Відповідно до передбачень теорії ефекту Холла для систем із спонтанною спіноювою поляризацією гібридизованих донорних електронів спостережувані осциляції відповідають магнітним квантовим осциляціям, які обумовлені термодинамічним аномальним ефектом Холла.

PACS: 72.15.Gd Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты;
72.80.Ey Полупроводники III–V и II–VI групп;
72.25.Dc Спин-поляризованный транспорт в полупроводниках.

Ключевые слова: спиновая поляризация электронов, магнитные квантовые осцилляции, аномальный эффект Холла, магнитосопротивление, холловское сопротивление.

Введение

В кристаллах селенида ртути, легированных донорными примесями переходных $3d$ -элементов, в определенном интервале концентраций донорных электронов, зависящем от примесного атома, энергия Ферми оказывается в резонансном интервале энергий, в котором $3d$ -состояния гибрированы с состояниями полосы проводимости кристалла [1]. Важнейшим следствием гибридизации является предсказанный в работе [2] эффект спонтанной спиновой поляризации электронов в гибрированных состояниях. Этот эффект получил экспериментальное подтверждение в работе [3]

благодаря наблюдению аномального эффекта Холла (вклада в холловское сопротивление спонтанного намагничивания, обусловленного спиновой поляризацией проводящей компоненты электронных состояний) при комнатной температуре в кристаллах, легированных примесями железа. Затем аномальный вклад в холловское сопротивление был обнаружен в кристаллах, легированных другими донорными $3d$ -примесями (V, Ni, Cr и Co) [4], которые образуют, как и атомы железа, гибрированные состояния в полосе проводимости. В работах [3,5] развито теоретическое описание аномального эффекта Холла в системах со спонтанной

спиновой поляризацией электронов, в основе которого лежит термодинамический механизм, отражающий свойства локального термодинамического равновесия электронной системы, которые проявляются в холловской проводимости. Один из результатов теории [5] заключался в предсказании большей амплитуды квантовых осцилляций аномальной составляющей холловского сопротивления, обусловленной термодинамическим аномальным эффектом Холла, по сравнению с амплитудой осцилляций нормального холловского сопротивления. В настоящей работе сообщается об обнаружении такого рода осцилляций в экспериментах на кристаллах селенида ртути, легированных атомами кобальта малой концентрации.

Образцы и методика эксперимента

Монокристаллы HgSe:Co с заданным содержанием кобальта были выращены методом Бриджмена в Черновицком национальном университете. Образцы в виде прямоугольных параллелепипедов вырезались из средней части монокристаллических слитков с помощью алмазного диска. Расположение кристаллографических осей было определено рентгенографическим методом. После обычной процедуры шлифовки, полировки и травления в 5% растворе брома в изобутиловом спирте на торцевые и боковые грани образцов наносились омические контакты на основе амальгамы галлия и серебра. Для измерений были подготовлены два образца, которые имели концентрации кобальта $2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (образец 1 с геометрическими размерами $0,96 \times 1,45 \times 6 \text{ мм}$) и $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (образец 2 с размерами $1,15 \times 1,93 \times 7 \text{ мм}$). Измерения удельного сопротивления, магнитосопротивления и холловского сопротивления были выполнены стандартным четырехзондовым методом в режиме постоянного тока при $T = 4,2 \text{ К}$. Расстояние между потенциальными контактами образцов составляло 2,5 мм. Измерения гальваномагнитных параметров проводились в сверхпроводящем соленоиде фирмы Oxford Instruments в магнитном поле напряженностью до 120 кЭ в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН. Измеряемые напряжения с холловских и потенциальных контактов усреднялись по направлению магнитного поля. Образцы были ориентированы таким образом, что взаимно перпендикулярные направления магнитного поля, электрического тока и холловского поля были параллельны кристаллографическим осям $\langle 1\bar{1}0 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ соответственно.

Результаты эксперимента и их анализ

Результаты измерения величины холловского сопротивления ρ_{xy} для образцов 1 и 2 при $T = 4,2 \text{ К}$ приведены на рис. 1. Наблюдаемые зависимости от напряженности магнитного поля на выбранных масштабах изменения близки к линейным, отвечающим нормальному эффекту

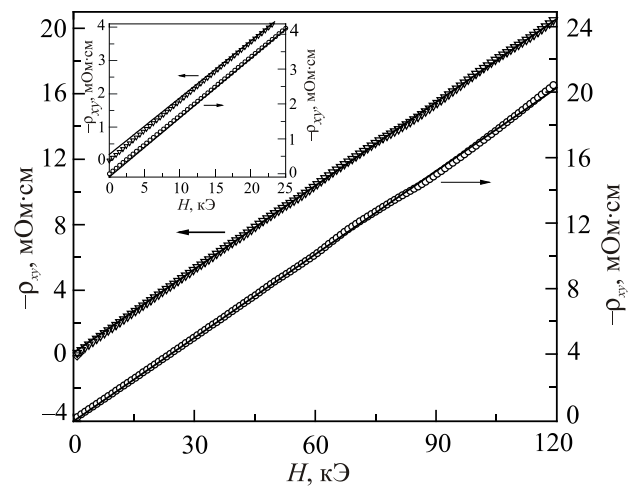


Рис. 1. Зависимость холловского сопротивления $\rho_{xy}(H)$ от магнитного поля для образцов 1 (○) и 2 (Δ) при $T = 4,2 \text{ К}$. Символы — эксперимент, прямые линии — аппроксимация линейной функцией (1). Вставка показывает выход линейной зависимости для образца (1) при $H = 0$ на константу ρ_0^A .

Холла. При этом оказалось, что квантовые осцилляции и аномалии плавных зависимостей имеют значительно меньшие масштабы изменения и содержатся в отклонениях от предельной прямой пропорциональности. Для выделения аномального вклада в холловское сопротивление следует учесть, что уже известная из полученных экспериментальных данных [3,5] магнитолевая зависимость этого вклада, отвечающая поведению спонтанной намагниченности при комнатной температуре, описывается кривой роста от нуля до выхода на константу (насыщение). Величина аномального холловского сопротивления насыщения мала по сравнению с нормальным холловским сопротивлением в сильном магнитном поле, что отвечает малости введенной в работе [3] величины σ_m -вклада проводимости от спонтанной намагниченности в холловскую проводимость по сравнению со статической проводимостью. Такая же закономерность оказывается справедливой и для исследуемого теперь низкотемпературного холловского сопротивления. Подгоняя представленные на рис. 1 зависимости в интервале напряженности поля H выше 40 кЭ прямыми линиями вида:

$$\rho_{xy}(H) = \beta H + \rho_0^A, \quad (1)$$

получаем показанный на вставке рис 1 выход этих линий при $H = 0$ на константы ρ_0^A . Полученные низкотемпературные значения аномального холловского сопротивления насыщения имеют разный знак для исследуемых образцов и по абсолютным значениям (0,1 и 0,18 мОм·см) значительно больше, чем при комнатной температуре. Следуя подходу, примененному в работе [3], аппроксимируем нормальное холловское сопротивление линейной функцией βH с известным

коэффициентом Холла и, распространяя равенство (1) на интервал малых значений холловского сопротивления, определим аномальный вклад формулой:

$$\rho_{xy}^A = \rho_{xy}(H) - \beta H. \quad (2)$$

С использованием этой формулы были получены представленные на рис. 2, 3 магнитопольные зависимости аномальной части холловского сопротивления по данным прецизионных измерений всего холловского сопротивления $\rho_{xy}(H)$ в интервалах значений до 0,3 мОм·см и напряженности поля до 120 кЭ. Точность измерений характеризуется тем, что в полученных зависимостях фиксировались изменения на три порядка меньше самой величины, что соответствует амплитуде измеряемого напряжения около 0,5 мкВ. В целом малая погрешность измерений в экспериментах стала возможной благодаря использованию мультиметра Keithley–2001, обеспечивающего точность измерения напряжения 10^{-2} мкВ.

По найденному указанным выше способом значению величины β была определена концентрация электронов, близкая к $3,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Она практически не зависит от концентрации примесей, поскольку энергия Ферми электронов расположена в резонансном интервале плотности состояний. Также определенные значения холловской подвижности для образцов 1 и 2, равные соответственно $7,24 \cdot 10^4$ и $7,68 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, хорошо согласуются с известными данными [6] для подвижности электронов в кристаллах селенида ртути.

Главный результат работы, отраженный на рис 2, 3, состоит в обнаружении квантовых осцилляций аномального вклада в холловском сопротивлении. Прежде чем обсуждать сами осцилляции, следует обратить вни-

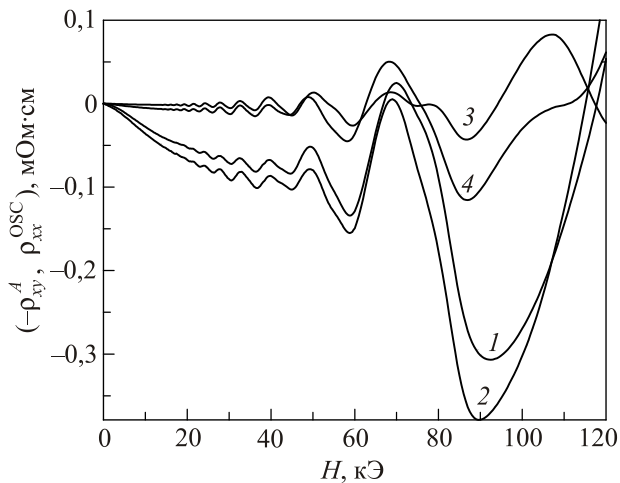


Рис. 2. Магнитопольная зависимость аномального холловского сопротивления $(-\rho_{xy}^A)$ и осциллирующей компоненты поперечного магнитосопротивления ρ_{xx}^{OSC} для образца 1 при $T = 4,2 \text{ К}$ для разных пар холловских (кривые 1, 2) и потенциальных (кривые 3, 4) контактов.

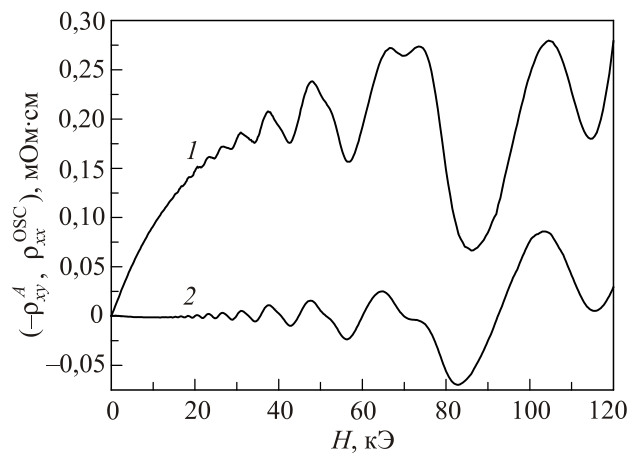


Рис. 3. Магнитопольная зависимость аномального холловского сопротивления (ρ_{xy}^A) (кривая 1) и осциллирующей компоненты поперечного магнитосопротивления ρ_{xx}^{OSC} (кривая 2) для образца 2 при $T = 4,2 \text{ К}$.

мание на плавные зависимости, на фоне которых эти осцилляции возникают. На рис. 4 показана плавная часть низкотемпературной магнитопольной зависимости аномального холловского сопротивления образца 2. Для сравнения приведена также соответствующая зависимость при комнатной температуре. Характер представленных зависимостей и подобие их при различных температурах однозначно свидетельствуют о принадлежности наблюдаемых закономерностей к одному физическому механизму. Аналогичные зависимости получены и для образца 2.

Переходя к рассмотрению самих осцилляций, кроме обычной проверки принадлежности их к типу магнитных квантовых осцилляций (периодичность по обратной величине напряженности поля, порядок величины пе-

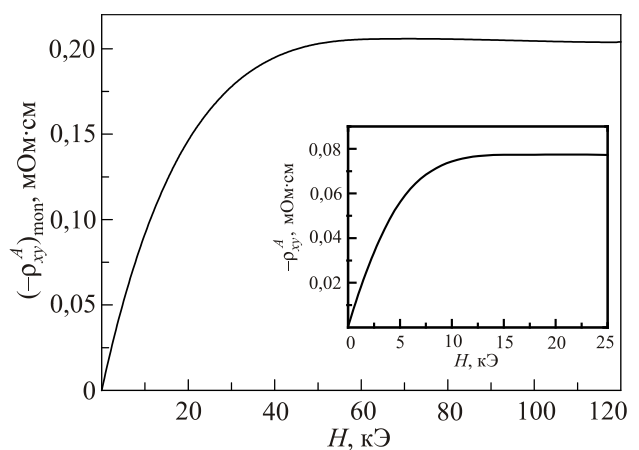


Рис. 4. Зависимость плавной составляющей аномального холловского сопротивления $(-\rho_{xy}^A)_{\text{мон}}$ от магнитного поля для образца 2 при $T = 4,2 \text{ К}$. На вставке: зависимость аномального вклада в холловское сопротивление для образца 2 при $T = 300 \text{ К}$.

риода, условия существования и другие атрибуты), которая была выполнена, необходимо обсудить вопрос о существовании разного типа квантовых осцилляций, которые могут проявляться в магнитопольных зависимостях холловского сопротивления. Речь идет прежде всего об осцилляциях нормальной компоненты холловского сопротивления. В нелегированном кристалле селенида ртути такие осцилляции наблюдались в работе [7] и имели весьма малую относительную амплитуду, что было обусловлено, скорее всего, характером рассеяния электронов и недостаточной величиной напряженности магнитного поля. Вообще малость квантовых осциллирующих добавок в нормальном холловском сопротивлении хорошо известна и имеет теоретическое обоснование [8]. Малую относительную амплитуду квантовых осцилляционных вкладов имеет также и магнитосопротивление, о котором будет упомянуто ниже. Таким образом, отсутствие в представленных результатах осцилляционных вкладов, не связанных со спонтанной спиновой поляризацией электронов, можно отчасти объяснить тем, что физические величины, которые могли бы давать осциллирующие вклады, имеют сравнительно малые осцилляционные добавки. Это обстоятельство имеет весьма существенное значение, поскольку, рассматривая полученные осцилляционные зависимости аномального вклада в холловское сопротивление (рис. 2, кривые 1, 2 и рис. 3, кривая 1), нетрудно убедиться, что масштаб и амплитуда осцилляций по величине сравнимы с плавно изменяющейся основой вклада, т.е. только в этом фрагменте холловского сопротивления осцилляционная добавка не мала по сравнению с основной величиной. Для подтверждения факта большой амплитуды осцилляций холловского сопротивления на рис. 2 показаны осцилляции поперечного магнитосопротивления, амплитуда которых оказывается значительно меньше. Поэтому можно сказать, что в представленном в настоящей работе первом на данную тему эксперименте выделена основная, интересная часть осцилляций холловского сопротивления спонтанно поляризованной электронной системы. Тем не менее и другие квантовые осцилляционные вклады также представляют интерес и найдут место в дальнейших исследованиях, поскольку могут отражать существенные свойства спонтанной спиновой поляризации электронов.

При оценке адекватности интерпретации полученных экспериментальных данных, особенно когда речь идет об обнаружении нового явления, особое значение имеет качество исследуемых объектов. В настоящей работе эксперименты проведены на монокристаллических образцах с примесями малой концентрации, хорошо аттестованными по структуре, однородности и дефектности. На этих образцах за многие годы проделан большой комплекс исследований электронных низкотемпературных свойств (проводящих, магнитных, тепловых, акустических), в каждом из которых, как правило, изучались тонкие эффекты и тем самым требовалось хорошее каче-

ство изучаемых объектов. В частности, известно, что наблюдение магнитных квантовых осцилляций свидетельствует о хорошей чистоте и однородности кристалла. В данной работе было важно проверить однородность электронной плотности в образцах, и для этой цели были проведены специальные эксперименты. Было установлено, что электронные концентрации, полученные из измерений эффекта Холла на двух парах контактов, для обоих образцов отличались не более чем на 1–2%. Это свидетельствует о достаточно высокой степени однородности исследуемых кристаллов и отсутствии какого-либо существенного градиента в распределении концентрации электронов вдоль длины образца. Также было показано, что обнаруженные осцилляции хорошо воспроизводятся на разных парах холловских контактов (рис. 2, кривые 1, 2), что тоже можно рассматривать как подтверждение отмеченной выше однородности исследуемых образцов. О том же свидетельствуют хорошо коррелирующие между собой кривые 3 и 4, полученные в результате измерения падения напряжения на противоположных парах потенциальных контактов. Таким образом, достаточная однородность электронной плотности подтверждена экспериментально.

Итак, в настоящей работе проведены исследования зависимости от напряженности магнитного поля холловского сопротивления монокристаллов селенида ртути с примесями кобальта малой концентрации при температуре 4,2 К. В итоге анализа полученной зависимости показано существование аномальной части холловского сопротивления, имеющей полевую зависимость, выходящую на насыщение, и ее квантовых осцилляций с амплитудой порядка величины насыщения.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) при частичной поддержке РФФИ (проект № 16-32-00131 мол_а) и программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект № 15-17-2-32).

1. В.И. Окулов, *ФНТ* **30**, 1194 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 897 (2004)].
2. В.И. Окулов, Е.А. Памятных, В.П. Силин, *ФНТ* **37**, 1001 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 798 (2011)].
3. А.Т. Лончаков, В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 444 (2012).
4. А.Т. Lonchakov, V.I. Okulov, E.A. Pamyatnykh, T.E. Govorkova, M.A. Andriichuk, L.D. Paranchich, S.B. Bobin, and V.V. Deryushkin, *Solids State Phenom.* **233**, 456 (2015).
5. В.И. Окулов, Е.А. Памятных, А.Т. Лончаков, *ФНТ* **40**, 1322 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 798 (2014)].
6. T. Dietl and W. Szymańska, *J. Phys. Chem. Solids* **39**, 1041 (1978).
7. А.И. Пономарев, Г.А. Потапов, И.М. Цидильковский, *ФТП* **11**, 45 (1977).
8. П.С. Зырянов, И.Г. Кулеев, *ФММ* **28**, 16 (1969).

Experimental detection of quantum oscillations of the anomalous Hall resistance in mercury selenide crystals with cobalt impurities

A.T. Lonchakov, S.B. Bobin, V.V. Deryushkin, V.I. Okulov, T.E. Govorkova, V.N. Neverov, E.A. Pamyatnykh, and L.D. Paranchich

Quantum oscillations of the anomalous component of Hall resistance with unusually high amplitude that exceeds the amplitude of the Shubnikov–de Haas oscillations of the transverse magnetoresistance were detected in mercury selenide samples doped with low concentration of cobalt impurity. Such oscillations correspond to the magnetic quantum oscillations due

to thermodynamic anomalous Hall effect which agrees with the predictions of the theory of the Hall effect for the systems with spontaneous spin polarization of hybridized donor electrons.

PACS: 72.15.Gd Galvanomagnetic and other magnetotransport effects;
72.80.Ey III–V and II–VI semiconductors;
72.25.Dc Spin polarized transport in semiconductors.

Keywords: electron spin polarization, magnetic quantum oscillations, anomalous Hall effect, magnetoresistance, Hall resistance.