

Аномальный эффект Холла в 2D-гетероструктуре: квантовая яма GaAs/InGaAs/GaAs с отдаленным δ -слоем Mn

Л. Н. Овешников⁺¹⁾, В. А. Кульбачинский^{+*}, А. Б. Давыдов[×], Б. А. Аронзон^{+×}

⁺Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^{*}Кафедра физики низких температур, МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[×]Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 сентября 2014 г.

Проведен анализ магнитополевых и температурных зависимостей аномальной компоненты холловского сопротивления гетероструктур с квантовой ямой GaAs/InGaAs/GaAs и отдаленным от нее δ -слоем магнитной примеси (Mn). Сопоставление с температурной зависимостью продольного сопротивления выявило наличие трех температурных диапазонов, в которых проявляются три разных механизма аномального эффекта Холла. Представленные результаты можно рассматривать как экспериментальное подтверждение существенной роли собственного (*intrinsic*) механизма аномального эффекта Холла в двумерной системе.

DOI: 10.7868/S0370274X14210073

Несмотря на то что аномальный эффект Холла (АЭХ) был открыт 123 года назад [1], а Карплус (Karplus) и Латтинджер (Luttinger) [2] разработали первую микроскопическую теорию этого эффекта еще в 1954 г., обсуждение его природы до настоящего времени является актуальной задачей [3]. Суть данного явления заключается в том, что в магнитных материалах к линейной компоненте холловского напряжения, определяемой силой Лоренца (нормальный эффект Холла), добавляется нелинейный (аномальный) вклад, пропорциональный намагниченности и возникающий в результате спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в системах с нарушенной T -симметрией. Таким образом, холловское сопротивление подчиняется соотношению [4]

$$R_{xy} = \frac{R_0}{d} \mathbf{B} + \frac{R_s}{d} \mu_0 \mathbf{M}, \quad (1)$$

где d – толщина образца, μ_0 – магнитная постоянная, \mathbf{M} – намагниченность, R_0 – константа нормального эффекта Холла, R_s – константа АЭХ. Величина R_0 определяется концентрацией и типом носителей заряда, а R_s , кроме того, зависит еще и от различных свойств и параметров материала, таких, как характер СОВ и степень спиновой поляризации носителей.

Интерес к аномальному эффекту Холла обуславливается в том числе и тем, что в отличие от магнитометрических измерений, дающих информацию ис-

ключительно о свойствах самой магнитной подсистемы, АЭХ отражает также взаимодействие магнитных моментов атомов с носителями заряда. В случае разбавленных магнитных полупроводников (РМП) это позволяет судить о наличии и степени спиновой поляризации электронов и дырок, так как именно ею определяется аномальная компонента холловского напряжения в подобных системах. Кроме того, в случае тонких пленок или 2D-структур АЭХ может быть более эффективно использован для изучения магнитного упорядочения, чем магнитометрические измерения, ввиду большого диамагнитного вклада подложек.

В настоящее время в литературе рассматриваются три механизма возникновения АЭХ:

- 1) асимметричное рассеяние (*skew scattering*) [5, 6] носителей на магнитных моментах за счет их СОВ;
- 2) боковое смещение (*side-jump*) [7, 8], происходящее перпендикулярно направлению импульса электрона/дырки после рассеяния любого типа;
- 3) собственный (*intrinsic*) АЭХ, зависящий исключительно от зонной структуры материала и не зависящий от рассеяния, являющийся, таким образом, бездиссипативным [9, 10].

Собственный механизм АЭХ до сих пор является самым обсуждаемым из упомянутых трех, несмотря на то, что он был впервые описан еще в работах Карплуса и Латтинжера [2]. Согласно их теории при приложении внешнего электрического поля вследствие СОВ групповая скорость носителей в си-

¹⁾e-mail: Oveshln@gmail.com

стеме получает дополнительный вклад – “аномальную скорость”, перпендикулярную электрическому полю. В магнитных материалах при суммировании по всем занятым состояниям этот вклад оказывается ненулевым. При формировании современной модели собственного АЭХ представления Карплуса и Латтинжера были связаны с Берри фазой, объясняющей возникновение “аномальной скорости”. Таким образом, групповую скорость носителей заряда можно записать в виде

$$\frac{d\langle \mathbf{r} \rangle}{dt} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\hbar \partial \mathbf{k}} + \frac{e}{\hbar} [\mathbf{E} \times \mathbf{b}_n], \quad (2)$$

где \mathbf{r} и \mathbf{k} – радиус-вектор и волновой вектор квази-частицы, соответственно, \mathbf{E} – внешнее электрическое поле, а \mathbf{b}_n – кривизна Берри. Вместе с тем, несмотря на существование развитого теоретического описания механизма собственного АЭХ, до сих пор не было представлено его экспериментального доказательства. Посвященная этому работа [11] не получила дальнейшего подтверждения.

В большинстве рассматриваемых систем аномальная компонента холловского напряжения зачастую состоит из вкладов от каждого из трех указанных механизмов. Соотношение величин и знаки этих вкладов определяются свойствами самих систем и внешними условиями [12, 13]. Аномальная компонента холловского сопротивления

$$R_{xy}^a \sim \alpha \rho_{xx} + \beta \rho_{xx}^2, \quad (3)$$

где ρ_{xx} – удельное продольное сопротивление, α , β – константы. Здесь линейный член отвечает вкладу асимметричного рассеяния (*skew scattering*), а квадратичный соответствует механизмам *side-jump* и *intrinsic*. Таким образом, по характеру зависимости аномальной компоненты холловского сопротивления R_{xy}^a от продольного сопротивления можно сделать заключение о доминантном механизме АЭХ.

Целью данной работы являлось выяснение основного механизма АЭХ в двумерных ферромагнитных РМП-гетероструктурах. Также мы сообщаем о наблюдении смены знака аномальной компоненты [14], которая происходит за счет внутренних механизмов, а не в результате внешнего воздействия. Исследованные образцы представляли собой квантовую яму (КЯ) с отдаленным слоем магнитной примеси и имели структуру, схематические показанную на рис. 1. Основные представленные результаты получены на структуре с содержанием Mn ≈ 0.3 моно-слоя ($0.9 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$), мольной долей индия в канале $x \approx 0.16$, дырочным типом проводимости, с концентрацией носителей заряда $p = 1 \cdot 10^{12}$ и $0.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$,

Cap-layer GaAs, 30–40 nm
δ -Mn
Spacer GaAs, 3 nm
Channel InGaAs, 9–10 nm
Spacer GaAs, 10 nm
δ -C
Buffer GaAs, 0.4–0.5 nm
Substrate <i>i</i> -GaAs (100)

Рис. 1. Схематичная структура образцов

подвижностью $\mu = 1170$ и $350 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 77$ и 4.2 К соответственно. В рассматриваемых структурах примесные атомы Mn выступают в качестве акцепторов. Кроме того, они обладают магнитными моментами. В предыдущих наших работах было показано, что данные структуры обладают двумерной дырочной проводимостью и ферромагнетизмом при температурах ниже $40\text{--}50 \text{ К}$ [15–17]. Важно отметить, что ввиду диффузии атомов Mn δ -слой размывается, формируя примесный слой (Ga,Mn)As [16]. Неоднородность распределения атомов Mn в плоскости структуры приводит к фазовому расслоению примесного слоя на ферромагнитные (ФМ) и парамагнитные области, а также к возникновению в КЯ крупномасштабного флуктуационного потенциала (ФП). Параметры ФП и его влияние на проводимость изучены в работе [17].

На рис. 2 представлена температурная зависимость сопротивления R_{xx} , характерная для невырожденных полупроводников. В области ниже 40 К на ней наблюдается особенность, которая становится более отчетливой и смещается в сторону больших температур при увеличении прикладываемого магнитного поля. Эта особенность отсутствует для образцов, содержащих вместо слоя марганца дополнительный немагнитный δ -слой углерода [15, 17]. Она широко используется для определения температуры ферромагнитного перехода в разбавленных магнитных полупроводниках [18]. Наблюдаемый ферромагнитный переход носит перколяционный характер. Температура Кюри T_C в данном случае соответствует формированию протяженного ФМ-кластера из отдельных ФМ-областей разного размера с локальным ферромагнитным порядком, характеризуемым

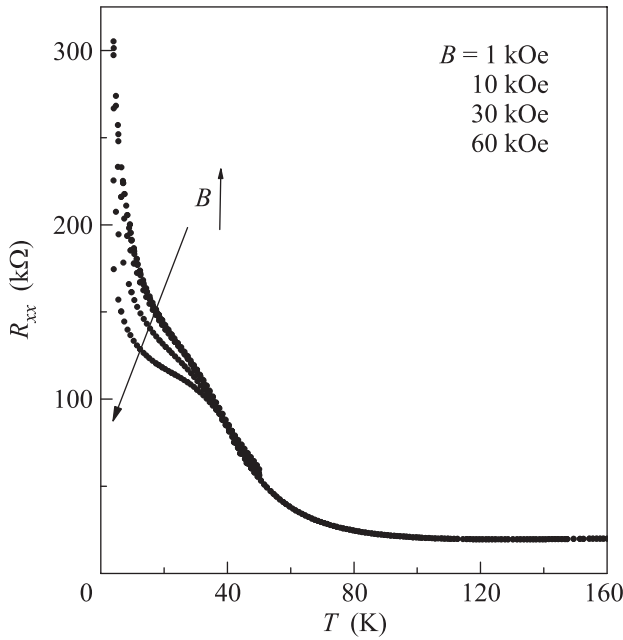


Рис. 2. Температурная зависимость продольного сопротивления при различных величинах внешнего магнитного поля

локальной температурой Кюри T_C^{loc} [17]. При дальнейшем понижении температуры ниже T_C вплоть до 20 К перколяционный ФМ-кластер увеличивается, постепенно занимая весь объем примесного слоя, что соответствует насыщению магнитного момента. Важно, что ниже ≈ 40 К в системе появляется дальний ФМ-порядок. Ошибка в определении значений температуры Кюри составляет около 3–5 К.

На рис. 3 приведена зависимость логарифма продольного сопротивления в поле 1 кЭ от обратной температуры. На ней можно выделить два участка, разделенных переходной областью. Эти участки можно аппроксимировать степенной функцией

$$\ln R_{xx} \sim \left(\frac{1}{T}\right)^\beta. \quad (4)$$

Участок выше 40 К является линейным ($\beta = 1$), т.е. здесь проводимость носит активационный характер. Ниже переходной области ($T < 20$ К) рассматриваемая зависимость хорошо описывается формулой (4) с $\beta = 1/3$. Это свидетельствует о переходе в режим прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (механизм Мотта для двумерной системы). Важно отметить, что полученные для разных магнитных полей результаты совпадают.

Как упоминалось ранее, при низких температурах исследуемые образцы проявляют ферромагнетизм. В рассматриваемых структурах механизмом

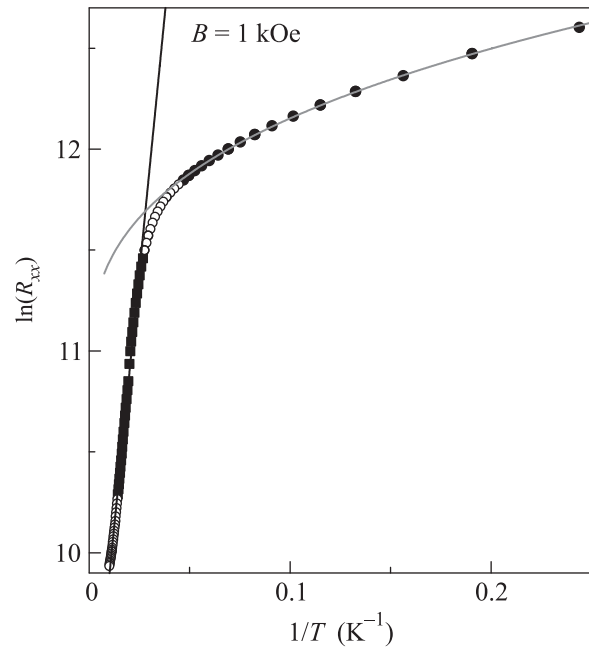


Рис. 3. Зависимость логарифма продольного сопротивления от обратной температуры в поле 1 кЭ

ФМ-упорядочения является косвенное обменное взаимодействие типа РККИ через свободные или слаболокализованные носители. Переносчиками этого взаимодействия могут служить как свободные двумерные дырки в КЯ (за счет распространения туннельных хвостов их волновой функции в примесный слой [19]), так и слаболокализованные дырки в примесном слое (Ga,Mn)As [20]. При попадании энергии связанного состояния дырки на марганце в энергетический диапазон занятых двумерных дырочных состояний в КЯ имеет место усиление косвенного обмена между магнитными моментами в примесном слое за счет дырок в КЯ вследствие резонансного туннелирования [21, 22].

Стандартная процедура выделения АЭХ из результатов измерений холловского напряжения основана на том, что, в отличие от нормальной составляющей эффекта Холла, АЭХ зависит от магнитного поля нелинейно, поскольку намагниченность с ростом поля насыщается. Аномальная составляющая холловского сопротивления R_{xy}^a находится вычитанием линейной зависимости, соответствующей нормальному вкладу, из полного сигнала. На рис. 4 представлены полевые зависимости R_{xy}^a при различных температурах. Видно, что с понижением температуры АЭХ меняет свой знак. Тип носителей заряда (дырки) при этом не меняется. Наблюдаемая смена знака происходит при температуре $T_{ch} \approx 30$ К. При

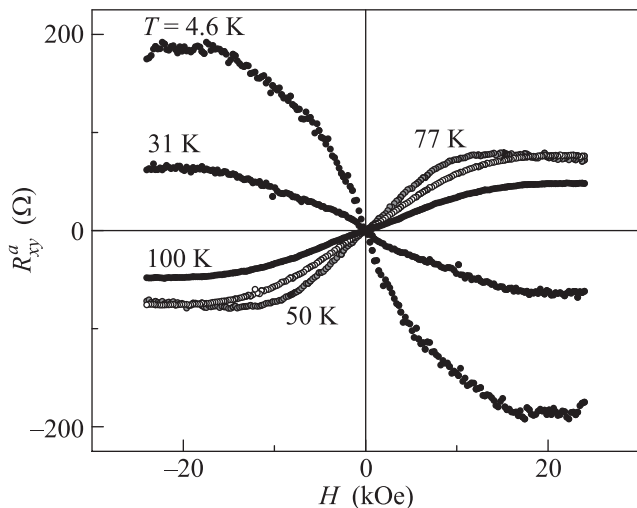


Рис. 4. Полевые зависимости аномальной компоненты холловского сопротивления при разных температурах

температурах выше T_{ch} знак АЭХ положителен, ниже – отрицателен.

Для более подробного изучения данного явления были получены температурные зависимости холловского сопротивления в различных магнитных полях. Погрешность определения T_{ch} составила 5 К. На рис. 5 приведены температурные зависимости ано-

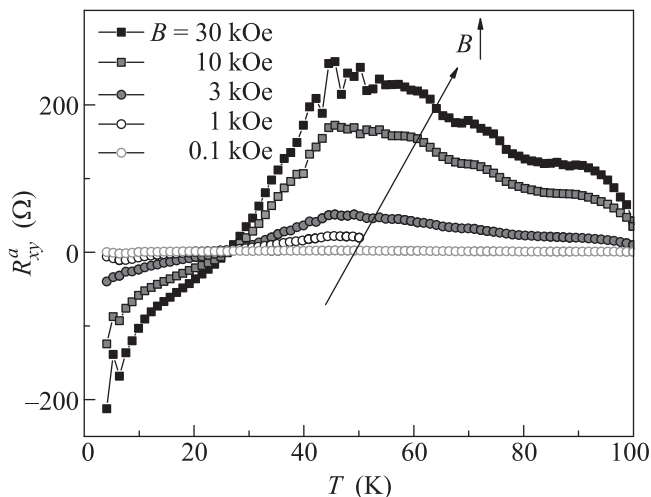


Рис. 5. Температурные зависимости аномальной компоненты холловского сопротивления в различных магнитных полях

мальной компоненты холловского сопротивления в различных магнитных полях. Значение $T_{ch} \approx 28$ К в пределах ошибки согласуется со значением, наблюдаемым на полевых зависимостях (см. рис. 4).

Детальное рассмотрение показывает, что в случае малых магнитных полей (меньших поля насыщения

магнитного момента ≈ 3 кЭ) T_{ch} имеет меньшее значение. Для поля 1 кЭ, как мы убедимся в дальнейшем, T_{ch} составляет 20 К. Важно отметить, что значения T_{ch} лежат в ФМ-области.

Как упоминалось ранее, для выявления доминантного механизма АЭХ необходимо определить характер параметрической зависимости $R_{xy}^a(R_{xx})$. В нашем случае эта параметрическая зависимость (рис. 6) демонстрирует три различных участка.

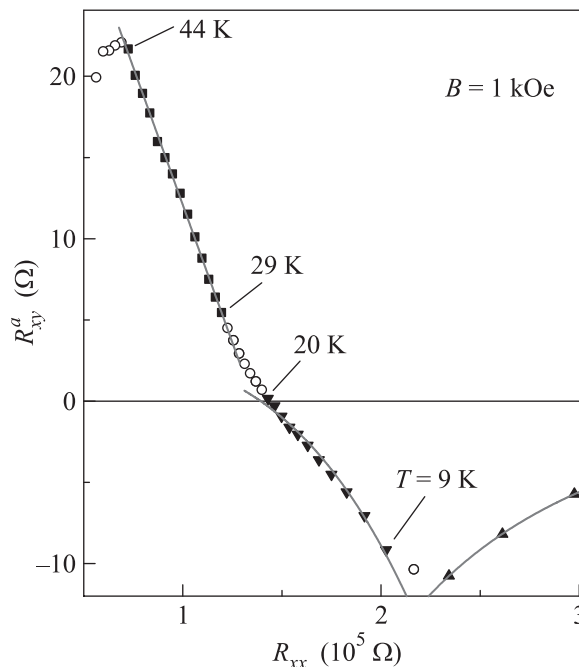


Рис. 6. Зависимость аномальной компоненты холловского сопротивления от продольного сопротивления в поле 1 кЭ. Для удобства восприятия серыми линиями показан определяющий характер зависимости в каждом из температурных интервалов

С целью определения доминантных механизмов АЭХ в соответствии с соотношением (3) каждый из этих участков для кривых, полученных при всех значениях магнитного поля ($B = 1, 3, 10, 20, 30$ кЭ), был аппроксимирован как линейной (соответствует механизму асимметричного рассеяния, skew scattering), так и квадратичной (соответствует механизмам бокового смещения, side-jump, и собственному, intrinsic) функциями. Полученные результаты для различных температурных интервалов представлены на рис. 7 и 8. Следует отметить, что значения среднеквадратичного отклонения для обеих подгоночных функций близки. Это означает, что вклады от каждого из механизмов остаются ненулевыми во всем рассматриваемом интервале температур. Существенным результатом данной работы является обна-

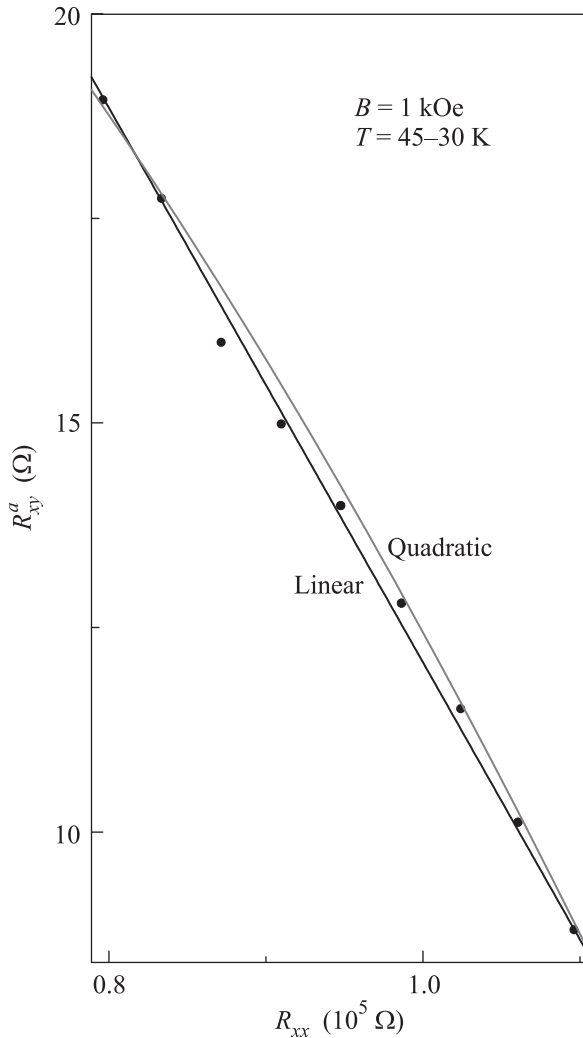


Рис. 7. Аппроксимация высокотемпературной части параметрической зависимости $R_{xy}^a(R_{xx})$ линейной и квадратичной функциями для поля 1 кЭ

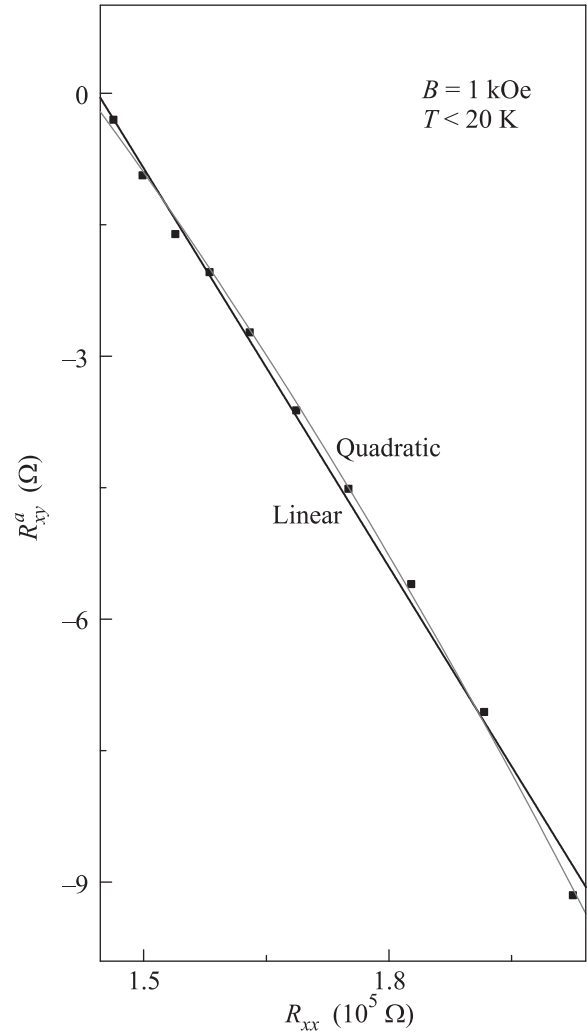


Рис. 8. Аппроксимация низкотемпературной части параметрической зависимости $R_{xy}^a(R_{xx})$ линейной и квадратичной функциями для поля 1 кЭ

ружение трех температурных областей, в каждой из которых зависимость $R_{xy}^a(R_{xx})$ имеет свой характер (см. рис. 6). Это свидетельствует о наличии трех разных механизмов АЭХ. Рассмотрим подробнее каждый из указанных участков.

Первый участок соответствует интервалу температур 44–30 К. Он лучше описывается линейной функцией (рис. 7). Следовательно, АЭХ в данной области определяется в основном skew scattering механизм. При этом величина вклада убывает при понижении температуры за счет уменьшения спинзависимого рассеяния. В диапазоне от 30 до 20 К наблюдается промежуточное состояние (см. рис. 6).

Второй участок соответствует температурам ниже 20 К. Более подходящей аппроксимацией здесь оказывается квадратичная функция (рис. 8). Таким

образом, доминантным механизмом в этом случае является side-jump и/или intrinsic.

Третий участок начинается ниже 9 К. Для него квадратичный закон также лучше совпадает с экспериментальными данными. В этом диапазоне в малых полях у производной dR_{xy}^a/dR_{xx}^2 скачкообразно меняется знак (см. рис. 6). Это указывает на очередную смену основного механизма АЭХ. При увеличении магнитного поля величина скачка dR_{xy}^a/dR_{xx}^2 уменьшается. В поле 3 кЭ производная оказывается близкой к нулю. При дальнейшем росте поля производная не меняет свой знак, а на зависимости появляется точка перегиба.

Мы полагаем, что второй участок соответствует side-jump механизму, вклад от которого также уменьшается при понижении температуры, а третий

участок – intrinsic механизму, который оказывается определяющим в слабых полях при низких температурах.

Таким образом, нами проведены исследования и анализ температурных и магнетопольных зависимостей аномальной компоненты холловского сопротивления в 2D-гетероструктурах с квантовой ямой GaAs/InGaAs/GaAs и отдаленным от нее δ -слоем магнитной примеси (Mn). Показано, что при понижении температуры ниже 45 K в этих структурах возникает ФМ-фаза. Обнаружен эффект смены знака аномального эффекта Холла с изменением температуры образца при сохранении типа носителей заряда (дырок). Этот эффект также наблюдался и в образцах, представленных в [15, 16]. Выявлены три интервала температур с различным поведением параметрической зависимости $R_{xy}^a(R_{xx})$, что свидетельствует о наблюдении вкладов всех трех обсуждаемых в литературе механизмов АЭХ в одном образце. Отдельного внимания заслуживает участок ниже 9 K. Мы полагаем, что эта часть параметрической кривой является первым экспериментальным подтверждением наличия intrinsic механизма АЭХ в 2D. В итоге нами найдено подтверждение существования собственного механизма АЭХ в 2D ферромагнитных полупроводниковых гетероструктурах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ #14-12-00879. Авторы благодарны К.И. Кугелю, И.В. Рожанскому и V. Tripathi за ценные консультации и обсуждения. А.Б.Д. благодарит за поддержку РФФИ (грант # 13-02-92694).

1. E. Hall, *Philos. Mag.* **12**, 157 (1881).
2. R. Karplus and J.M. Luttinger, *Phys. Rev.* **95**, 1154 (1954).
3. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, and N.P. Ong, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010).
4. E.M. Pugh and T.W. Lippert, *Phys. Rev.* **42**, 709 (1932).
5. J. Smit, *Physica (Amsterdam)* **21**, 877 (1955).
6. J. Smit, *Physica (Amsterdam)* **24**, 39 (1958).
7. L. Berger, *Physica (Amsterdam)* **30**, 1141 (1964).
8. L. Berger, *Phys. Rev. B* **2**, 4559 (1970).
9. M. Onoda and N. Nagaosa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **71**, 19 (2002).
10. T. Jungwirth, Q. Niu, and A.H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 207208 (2002).
11. S.H. Chun, Y.S. Kim, H.K. Choi, I.T. Jeong, W.O. Lee, K.S. Suh, Y.S. Oh, K.H. Kim, Z.G. Khim, J.C. Woo, and Y.D. Park, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 026601 (2007).
12. T. Jungwirth, J. Sinova, J. Masek, J. Kuera, and A.H. MacDonald, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 809 (2006).
13. P.A. Lee, N. Nagaosa, and X.G. Wen, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 17 (2006).
14. D. Chiba, A. Werpachowska, M. Endo, Y. Nishitani, F. Matsukura, T. Dietl, and H. Ohno, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 106601 (2010).
15. B.A. Aronzon, M.A. Pankov, V.V. Rylkov, E.Z. Meilikhov, A.S. Lagutin, E.M. Pashaev, M.A. Chuev, V.V. Kvardakov, I.A. Likhachev, O.V. Vihrova, A.V. Lashkul, E. Lahderanta, A.S. Vedeneev, and P. Kervalishvili, *J. Appl. Phys.* **107**, 023905 (2010).
16. B.A. Aronzon, M.V. Kovalchuk, E.M. Pashaev, M.A. Chuev, V.V. Kvardakov, I.A. Subbotin, V.V. Rylkov, M.A. Pankov, I.A. Likhachev, B.N. Zvonkov, Yu.A. Danilov, O.V. Vihrova, A.V. Lashkul, and R. Laiho, *J. Phys.: Cond. Matt.* **20**, 145207 (2008).
17. V. Tripathi, K. Dhochak, B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, A.B. Davydov, B. Raquet, M. Goiran, and K.I. Kugel, *Phys. Rev. B* **84**, 075305 (2011).
18. M. Wang, R.A. Marshall, K.W. Edmonds, A.W. Rushforth, R.P. Campion, and B.L. Gallagher, *App. Phys. Lett.* **104**, 132406 (2014).
19. E.Z. Meilikhov and R.M. Farzetdinova, *JETP Lett.* **87**(9), 568 (2008).
20. V.N. Men'shov, V.V. Tugushev, and S. Caprara, *Phys. Rev. B* **80**, 035315 (2009).
21. I.V. Rozhansky, I.V. Krainov, N.S. Averkiev, and E. Lahderanta, *Phys. Rev. B* **88**, 155326 (2013).
22. I.V. Rozhansky, N.S. Averkiev, I.V. Krainov, and E. Lahderanta, *Phys. Stat. Sol.(a)* **211**, 1048 (2014).