

## О спиновой деполяризации холловского ферромагнетика вблизи $\nu = 1$ в двумерных электронных системах на основе ZnO

А. Б. Ваньков<sup>\*1)</sup>, Б. Д. Кайсин<sup>+</sup>, И. В. Кукушкин<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup>Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

<sup>\*</sup>Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 июля 2019 г.

После переработки 15 июля 2019 г.

Принята к публикации 15 июля 2019 г.

В сильно взаимодействующих двумерных электронных системах в гетероструктурах MgZnO/ZnO изучено поведение степени спиновой поляризации и величины удельной обменной энергии вблизи состояния холловского ферромагнетика  $\nu = 1$ . Экспериментальное зондирование осуществлялось методом неупругого рассеяния света на коллективных возбуждениях электронной системы – спиновых экситонах и циклотронных спин-флип экситонах. Интенсивность спектральной линии спинового экситона служила индикатором спиновой поляризации системы, а энергия циклотронного спин-флип экситона – мерой удельной обменной энергии на нижнем уровне Ландау. Обнаружено, что при отклонении фактора заполнения в сторону  $\nu < 1$  деполяризации не наблюдается, а  $\nu > 1$  система деполяризуется по одночастичному сценарию. Величина удельной обменной энергии снижается по обе стороны от  $\nu = 1$ . Показано, что локальный ферромагнитный порядок при  $\nu = 1$  сохраняется и при повышении температуры до 4.2 К, что несколько ниже Зеемановской энергии.

DOI: 10.1134/S0370274X19160112

Спиновая динамика электронных систем определяется сочетанием ключевых энергетических масштабов системы. Так, наиболее гибкое сочетание управляющих параметров удается получить в случае двумерных электронных систем в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). В зависимости от фактора заполнения уровней Ландау можно получить как поляризованные ( $\nu = 1, 3, 1/3$ ), так и неполяризованные ( $\nu = 2, 4, \dots$ ) по спину состояния. При единичном заполнении  $\nu = 1$  система представляет собой квантово холловский ферромагнетик – простейшее модельное состояние, имеющее минимальное число внутренних степеней свободы и полную спиновую поляризацию. Простейшее элементарное возбуждение в таком состоянии представляет собой спиновый экситон (SE – *spin exciton* – спин-флип процесс в пределах нижайшего уровня Ландау) с минимальной щелью в длинноволновом пределе, определяемой Зеемановской энергией. Вероятность возбуждения спиновых экситонов напрямую зависит от степени спиновой поляризации системы и достигает максимума при ферромагнитном упорядочении. Стабильность холловского ферромагнетика связана с величиной обменного взаимодействия электронов

на уровнях Ландау, которое зависит от микроскопического устройства основного состояния системы и монотонно растет с электронной плотностью. Многочастичное взаимодействие на уровнях Ландау может быть теоретически учтено в рамках приближения Хартри–Фока [1, 2] для систем с относительно слабым взаимодействием, в пределе, когда величина безразмерного параметра Вигнера–Зейтса  $r_s \ll 1$ . Это условие неплохо применимо для двумерных электронных систем (ДЭС) на основе GaAs с концентрациями  $n_s \gg 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , и тогда обменная энергия холловского ферромагнетика оказывается масштаба кулоновской энергии на межчастичном расстоянии  $e^2/\epsilon l_B \sim \sqrt{B}$ . Прямое измерение этой величины возможно методом неупругого рассеяния света (НРС) из энергии коллективных циклотронных спин-флип экситонов (CSFE – *cyclotron spin-flip excitons*) [3, 4]. При значительно меньших концентрациях электронов в GaAs квантовых ямах можно достичь режима  $r_s \sim 2$ , и тогда существенным оказывается влияние смешивания уровней Ландау на характер кулоновского взаимодействия. В серии магнитотранспортных экспериментов [5–7] получены свидетельства того, что качественная зависимость обменной энергии от магнитного поля при  $\nu = 1$  в этом случае уже близка к линейной. Эта модификация энер-

<sup>1)</sup>e-mail: vankov@issp.ac.ru

гетического спектра частично вызвана смешиванием состояний на уровнях Ландау, хотя строгое теоретическое рассмотрение этого эффекта до сих пор отсутствует. Значительно дальше удастся продвинуться в предел сильновзаимодействующих двумерных систем в гетероструктурах MgZnO/ZnO, отличающихся от GaAs 5-кратным увеличением массы в зоне проводимости и уменьшением диэлектрической проницаемости. Как следствие, при концентрации электронов  $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}/\text{Вс}$  параметр  $r_s$  достигает значений  $\sim 12$ . Здесь снова в экспериментах по неупругому рассеянию света удалось явно прозондировать обменный вклад в энергию коллективных возбуждений [8] – он оказался существенно смягченным и по величине сопоставим с циклотронной энергией. Такая асимптотика для обменной энергии холловского ферромагнетика предсказывалась и теоретически [9–11], однако неясным остается микроскопическое устройство холловского ферромагнетика с сильным кулоновским взаимодействием, как устроена его спиновая динамика. В настоящем исследовании метод неупругого рассеяния света на спин-флип коллективных возбуждениях используется для одновременного зондирования степени спиновой поляризации и величины обменной энергии холловского ферромагнетика в окрестности состояния  $\nu = 1$  в ДЭС в структурах MgZnO/ZnO. Проведено сопоставление экспериментальных данных с теорией среднего поля. Изучено термодинамическое поведение этих величин.

Экспериментальные исследования проводились на двух гетероструктурах MgZnO/ZnO, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Двумерная электронная система сформирована вблизи одиночного гетероперехода [12]. Параметры ДЭС в различных образцах составляли: S427 ( $n_s = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $\mu = 427000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ), S475 ( $n_s = 2.03 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $\mu = 590000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ). Оптические измерения проводились при низких температурах в диапазоне 0.3–4.2 K в криостате испарения  $^3\text{He}$ . Приложенное магнитное поле регулировалось в диапазоне от 0 до 15 T. Оптический доступ к образцам осуществлялся посредством двух кварцевых световодов. Фотовозбуждение осуществлялось перестраиваемым лазерным источником в спектральном диапазоне от 365 до 368 нм. Большая часть измерений проводилась в магнитных полях, соответствующих фактору заполнения  $\nu = 1$  или вблизи этого значения. Для каждой гетероструктуры MgZnO/ZnO эти условия определялись по  $1/B$ -периодическим магнитополевым осцилляциям в спектрах двумерной фотолуминесценции, что детально рассмотрено в [13]. Спектральные линии

НРС на коллективных возбуждениях ДЭС наблюдались при резонансных условиях фотовозбуждения вблизи энергий прямых межзонных переходов в ZnO [14, 15].

Методическим инструментом исследования спиновой поляризации холловского ферромагнетика здесь служило НРС на внутривозонном SE, изображенном на схеме уровней на рис. 1b. Спиновой

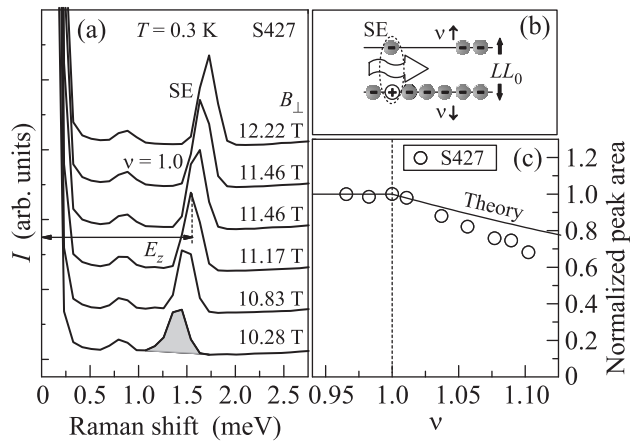


Рис. 1. (а) – Последовательность спектров НРС на внутривозонном спиновом экситоне при вариации фактора заполнения (магнитного поля) в окрестности  $\nu = 1$ . Угол наклона магнитного поля  $\Theta = 32.4^\circ$ . Образец S427 с концентрацией  $n_s = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . (b) – Схема переходов, соответствующих спиновому экситону в пределах нижнего уровня Ландау  $LL_0$ . (c) – Нормированная интенсивность спектральной линии SE как функция фактора заполнения. Точка излома при  $\nu = 1$  отмечена вертикальным пунктиром

экситон является простейшим коллективным возбуждением с переворотом спина, его энергия в длинноволновом пределе в точности совпадает с Зеемановским расщеплением, независимо от величины кулоновской энергии [16]. По этим причинам SE не имеет существенных каналов распада как в несжимаемых состояниях КЭХ, так и между ними. В прежних работах [15, 18, 19] было показано, что интенсивность сигнала НРС на спиновом экситоне определяется средней степенью спиновой поляризации при неизменности условий резонансного фотовозбуждения и регистрации. В окрестности состояния КЭХ  $\nu = 1$  интенсивность SE может быть использована как инструмент измерения степени спиновой поляризации при вариации фактора заполнения (магнитного поля). На рисунке 1а приведена последовательность спектров неупругого рассеяния света с линией SE в образце S427 при магнитных полях в окрестности  $\nu = 1$ . Энергетический сдвиг

растет с магнитным полем и соответствует величине Зеемановской энергии. Показательно ведет себя при этом интегральная площадь пика в зависимости от фактора заполнения (рис. 1с). В диапазоне  $0.95 < \nu < 1$  интенсивность SE практически неизменна, указывая на сохранение полной спиновой поляризации при появлении вакантных мест на нижайшем спиновом подуровне. При  $\nu \sim 1$  в зависимости обнаруживается излом и при больших  $\nu$  поведение спектральной интенсивности SE имеет монотонно спадающий характер ввиду постепенного уменьшения свободных мест на конечном спиновом подуровне (см. на диаграмме переходов на рис. 1b). Этот вопрос еще будет обсуждаться ниже в сочетании с другими экспериментальными фактами.

Ключевую информацию о холловском ферромагнетике можно извлечь из свойств коллективного возбуждения CSFE. Оно представляет собой магнитоэкситон с переходом электрона через циклотронную щель и с одновременным переворотом спина (см. рис. 2b). В длинноволновом пределе ( $k\ell_B \sim$

$= g^* \mu_B B$  присутствует положительный многочастичный вклад, определяемый изменением обменного взаимодействия при перевороте спина [3, 4]:

$$E_{\text{CSFE}} = \hbar\omega_c + E_Z + E_{xc}(\nu). \quad (1)$$

При изменении фактора заполнения в окрестности  $\nu = 1$  эволюция обменного вклада должна проявляться в изменении энергии CSFE. На рисунке 2а при разных магнитных полях показаны спектры неупругого рассеяния на CSFE – узкая высокая линия при  $\nu = 1$  сдвигается по энергии и угасает при отклонении фактора заполнения в обе стороны. Энергия CSFE зависит от магнитного поля монотонно, но при вычитании одночастичного вклада результирующий обменно-кулоновский вклад  $E_{xc}$  демонстрирует экстремум при  $\nu = 1$  (рис. 2с). В обработанном виде зависимость обменного вклада от фактора заполнения приведена также для второго из изученных образцов S475 с меньшей концентрацией. При построении в единых координатах прослеживается общая тенденция в поведении обменной энергии от фактора заполнения – она асимметрично спадает по обе стороны от  $\nu = 1$ . При рассмотрении комбинированных спин-флип возбуждений с изменением номера уровня Ландау следует заметить, что все они (и в частности, CSFE) имеют каналы распада на простейшие возбуждения – спиновые экситоны, магнитоплазмонны и внутриуровневые зарядовые волны [20]. Распад усиливается по мере отклонения от несжимаемого состояния  $\nu = 1$ , что проявляется в уширении и ослаблении спектральной линии CSFE (рис. 2а). Поэтому применимость данного метода для исследования обменной энергии холловского ферромагнетика в системах на основе ZnO находится в диапазоне факторов заполнения  $\delta\nu \sim 0.1$ .

Обе полученные характеристики спиновой динамики холловского ферромагнетика можно проанализировать в рамках простой модели распределения электронов по двум спиновым подуровням в основном состоянии (рис. 1b). Здесь сразу следует отметить, что данная одночастичная картина энергетических уровней для данных сильновзаимодействующих ДЭС применяется из эмпирических соображений и по аналогии с моделями, применяемыми для GaAs-систем. Не имея строгого обоснования при  $r_s \gg 1$ , модель дискретных и эквидистантных уровней Ландау для квазичастиц в зоне проводимости во многих задачах успешно применялась как для анализа фазовых переходов изинговых ферромагнетиков при целочисленных состояниях КЭХ  $\nu = 2, 3, 4, \dots$  в ZnO [17, 15], так и для анализа коллективных возбуждений в холловском ферромагнетике  $\nu = 1$  с сильным

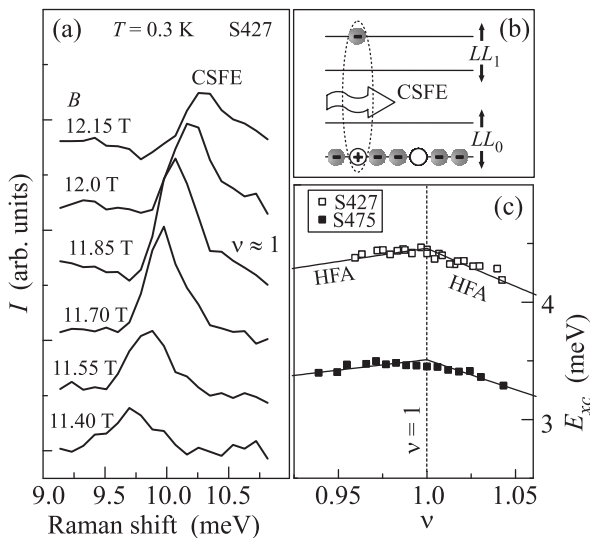


Рис. 2. (а) – Эволюция спектра НРС на CSFE в окрестности  $\nu = 1$ , полученная на образце S427. Значения магнитного поля указаны для каждого спектра. (б) – Схема переходов, соответствующих возбуждению CSFE между соседними уровнями Ландау с переворотом спина. (с) – Зависимость обменного вклада в энергии CSFE от фактора заполнения для двух гетероструктур с различными электронными концентрациями. Сплошными линиями показаны расчетные зависимости энергии от фактора заполнения (см. описание в тексте)

$\sim 0$ ) в энергии CSFE помимо одночастичных вкладов – циклотронного  $\hbar\omega_c$  и Зеемановского  $E_Z =$

взаимодействием. В этой модели для случая  $\nu \leq 1$  можно эмпирически постулировать полную спиновую поляризацию квазичастиц в ДЭС и потому парциальный фактор заполнения  $\nu_{\downarrow} = \nu$ .

Интенсивность линии спинового экситона  $I_{SE}$  пропорциональна интенсивности падающего лазерного излучения  $I_{Las}$ , резонансному сечению рассеяния  $\sigma_R$  и полной вероятности спин-флип перехода. Последняя определяется произведением количества электронов на начальном спиновом уровне  $n_s/\nu$  и доли пустых состояний на конечном подуровне:  $1 - \nu_{\uparrow}$ . Если рассмотреть модель спиновой деполяризации для системы невзаимодействующих квазичастиц, то при вариации фактора заполнения они последовательно занимают состояния на спиновых подуровнях. Тогда при  $\nu < 1$  все электроны имеют возможность совершить спин-флип переход и интенсивность линии SE максимальна и постоянна (на рис. 1а принята за 1). При постепенном заполнении противоположного спинового подуровня при  $\nu > 1$  будет  $\nu_{\uparrow} = \nu - 1$  и вероятность рождения SE уменьшается как  $(1 - \nu_{\uparrow})/\nu = (2 - \nu)/\nu$ . Эта кривая построена сплошной линией на рис. 1с для сравнения с экспериментом и, видно, адекватно описывает экспериментальную зависимость. Нормированная величина интенсивности SE, с учетом данного обоснования, удачным образом совпадает с выражением для степени спиновой поляризации ДЭС:  $S_z = (\nu_{\downarrow} - \nu_{\uparrow})/(\nu_{\downarrow} + \nu_{\uparrow}) = (2 - \nu)/\nu$ . Как отмечалось ранее [15], экспериментальные условия при измерении сигнала НРС на SE в узком диапазоне факторов заполнения позволяют количественно характеризовать динамику спиновой поляризации ДЭС. Поэтому близкое согласие экспериментальных и теоретических точек на рис. 1с позволяет сделать вывод об одночастичном сценарии деполяризации холловского ферромагнетика при  $\nu > 1$ . Вполне ожидаемо, что для рассматриваемых систем влияние спин-текстурных возбуждений на спиновую деполяризацию не актуально – соотношение обменной и зеемановской энергий в этих условиях  $E_{xc}/E_Z \sim 3-4$ , что на порядок меньше требуемого для формирования скирмионов [21].

Что касается зависимости обменно-кулоновского вклада для CSFE от фактора заполнения, этот вопрос рассматривался теоретически [2] и экспериментально [20] для двумерных систем в GaAs. В приближении Хартри–Фока задача об изменении многочастичного вклада в энергии CSFE при отстройке фактора заполнения от  $\nu = 1$  сводится к умножению максимальной обменной энергии  $E_{xc}(\nu = 1)$  на  $1 - |\delta\nu|$ . В экспериментах, когда фактор заполнения регулируется изменением магнитного поля, в резуль-

тирующую зависимость обменной энергии войдет изменение характерной кулоновской энергии на магнитной длине  $\sim \sqrt{B}$ . Поэтому качественное поведение обменного вклада в приближении Хартри–Фока должно быть асимметрично:  $E_{xc}(\nu) \sim \sqrt{\nu}$  при  $\nu < 1$  и  $E_{xc}(\nu) \sim \frac{2-\nu}{\sqrt{\nu}}$  при  $\nu > 1$ . Эти кривые приведены для сравнения с экспериментальными данными на рис. 2с. Главное, что качественно характер спиновой деполяризации, измеренный и интерпретированный по эволюции сигнала SE согласуется с поведением обменного вклада в энергию CSFE в окрестности  $\nu = 1$ .

Дальнейшее рассмотрение посвящено исследованию спиновой термодинамики холловского ферромагнетика  $\nu = 1$ . В рамках существующих представлений о термодинамике квантово-холловского ферромагнетика, полученных на примере ДЭС в GaAs магнитооптическими методами [22, 21], деполяризация должна наступать при температурах  $T \gtrsim g^* \mu_B B$  вследствие рождения спиновых экситонов. В этом смысле системы ZnO априори представляются еще более стабильными из-за пятикратно увеличенного эффективного  $g$ -фактора электронов проводимости. При  $\nu = 1$  для параметров двух изученных образцов Зеемановская энергия, выраженная в Кельвинах, равна  $E_Z(S427) = 15.9$  К и  $E_Z(S475) = 11.4$  К. Здесь была исследована эволюция спиновой поляризации и удельной обменной энергии с увеличением температуры. На рисунке 3а показан набор экспериментальных кривых по эволюции интенсивности спектральной линии SE, аналогичных рис. 1с для четырех различных температур от 0.3 до 4.2 К. Интенсивность дана в абсолютных единицах, и несмотря на некоторый разброс экспериментальных данных, полученных с интервалом в несколько часов, можно утверждать о сохранении качественной и количественной динамики спиновой поляризации во всем диапазоне температур. Фактически, при  $\nu = 1$  и в его окрестности не происходит термодинамического разрушения ферромагнитного порядка, коль скоро  $T \ll E_Z$ .

Неизменность спиновой поляризации холловского ферромагнетика при  $\nu = 1$  в данном диапазоне температур означает, что и при  $T = 0.3$  К поляризация близка к полной, т.е. не требует низких температур. Отметим, что наблюдаемая невозмутимость спинового порядка в холловском ферромагнетике при  $\nu = 1$  расходится с быстрой температурной деполяризацией изинговых ферромагнетиков в ZnO при факторе заполнения  $\nu = 2$  (см. [15]), у которых также начальная степень поляризации близка к полной, но энергетическая щель на порядок меньше и определяется энергией образования доменных стенок  $\sim 0.01e^2/\epsilon\ell_B$ .

Дополнительный аргумент об устойчивости локального ферромагнитного упорядочения может быть получен из анализа температурного поведения обменной энергии CSFE при  $\nu = 1$  (рис. 3б). В этом

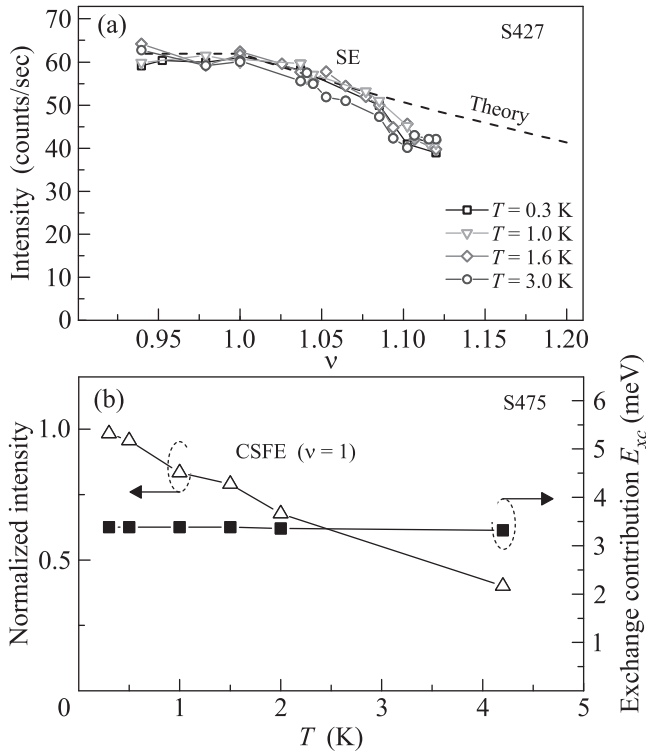


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Интенсивность SE как функция фактора заполнения для четырех различных температур  $T = 0.3\text{--}4.2\text{ K}$ . Образец S427 с концентрацией  $n_s = 2.8 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$ . (б) – Температурная зависимость параметров спектральной линии CSFE в образце S475 при  $\nu = 1$  – интенсивность (пустые треугольники) и Рамановский сдвиг (сплошные квадраты)

же диапазоне температур энергия возбуждения неизменна (черные символы и правая шкала), что свидетельствует о сохранении обменной энергии и потому ближнего порядка в спиновой структуре ферромагнетика. Интенсивность линии НРС коллективного возбуждения CSFE при этом заметно падает ввиду высокой чувствительности к электронной подвижности, падающей с температурой в структурах  $\text{MgZnO}/\text{ZnO}$ .

Итак, в настоящей работе была изучена эволюция спиновой поляризации и удельной обменной энергии квантово-холловского ферромагнетика при  $\nu = 1$  в сильно взаимодействующих двумерных электронных системах на основе гетероперехода  $\text{MgZnO}/\text{ZnO}$ . Зондирование осуществлялось методом неупругого рассеяния света на длинноволновых спин-флип возбуждениях. Показано, что при отклонении факто-

ра заполнения в сторону  $\nu < 1$  спиновая поляризация остается близкой к единице, а со стороны  $1.1 > \nu > 1$  система деполаризуется по односпиновому сценарию (как для невзаимодействующих квази-частиц). Обменная энергия имеет локальный максимум при  $\nu = 1$ . Показана термодинамическая устойчивость ферромагнетика как минимум до температур  $T = 4.2\text{ K}$  в связи с большой величиной одночастичной Зеемановской энергии в системе электронов.

Авторы благодарят за поддержку Российский научный фонд (грант # 19-42-04119).

1. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
2. J. P. Longo and C. Kallin, Phys. Rev. B **47**, 4429 (1993).
3. A. Pinczuk, B. S. Dennis, D. Heiman, C. Kallin, L. Brey, C. Tejedor, S. Schmitt-Rink, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **68**, 3623 (1992).
4. A. B. Vankov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, S. Dickmann, V. M. Zhilin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **97**, 246801 (2006).
5. A. Usher, R. J. Nicholas, J. J. Harris, and C. T. Foxon, Phys. Rev. B **41**, 1129 (1990).
6. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and M. Holland, Phys. Rev. Lett. **79**, 729 (1997).
7. V. S. Khrapai, A. A. Shashkin, E. L. Shangina, V. Pellegrini, F. Beltram, G. Biasiol, and L. Sorba, Phys. Rev. B **72**, 035344 (2005).
8. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, S. Voloshenyuk, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **100**, 041407 (2019).
9. A. P. Smith, A. H. MacDonald, and G. Gumbs, Phys. Rev. B **45**, 8829 (1992).
10. S. Dickmann, Phys. Rev. B **65**, 195310 (2002).
11. S. V. Iordanski and A. Kashuba, J. Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism **16**, 783 (2003).
12. J. Falson, Y. Kozuka, J. H. Smet, T. Arima, A. Tsukazaki, and M. Kawasaki, Appl. Phys. Lett. **107**, 082102 (2015).
13. V. V. Solovyev, A. B. Van'kov, I. V. Kukushkin, J. Falson, D. Zhang, D. Maryenko, Y. Kozuka, A. Tsukasaki, J. H. Smet, and M. Kawasaki, Appl. Phys. Lett. **106**, 082102 (2015).
14. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, V. E. Kirpichev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **94**, 155204 (2016).
15. А. Б. Ваньков, Б. Д. Кайсин, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **107**, 110 (2018).
16. M. Dohers, K. von Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. B **38**, 5453 (1988).
17. J. Falson, D. Maryenko, B. Friess, D. Zhang, Y. Kozuka, A. Tsukasaki, J. H. Smet, and M. Kawasaki, Nature Physics **11**, 347 (2015).

18. T.D. Rhone, J. Yan, Y. Gallais, A. Pinczuk, L. Pfeiffer, and K. West, Phys. Rev. Lett. **106**, 196805 (2011).
19. A.B. Van'kov, B.D. Kaysin, and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 235401 (2017).
20. А. С. Журавлев, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, В. Е. Кирпичев, В. Е. Бисти, Письма в ЖЭТФ **85**, 128 (2007).
21. M.J. Manfra, E.H. Aifer, B.B. Goldberg, D.A. Broido, L. Pfeiffer, and K. West, Phys. Rev. B **54**, R17327 (1996).
22. A.S. Zhuravlev, A.B. Van'kov, L.V. Kulik, I.V. Kukushkin, V.E. Kirpichev, J.H. Smet, K.V. Klitzing, V. Umansky, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **77**, 155404 (2008).