Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 8, с. 674 – 680

Ферромагнитный фазовый переход в условиях многодолинного заполнения

С. А. Андреева[+*], *А. В. Щепетильников*[1)*], *Г. А. Николаев*[*×], *А. Р. Хисамеева*[*], *О. В. Орлов*[*×], *Т. М. Курбанов*[*×], *Я. В. Федотова*[*], *А. А. Дрёмин*[*], *И. В. Кукушкин*[*]

[+]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия*

[*]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[×]*Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 4 марта 2025 г.
После переработки 24 марта 2025 г.
Принята к публикации 24 марта 2025 г.

Квантовый фазовый переход был обнаружен в многодолинной двумерной электронной системе, заключенной в AlAs квантовой яме, при низкой температуре и в больших магнитных полях. Переход возникал при последовательном увеличении угла наклона магнитного поля и сопровождался появлением особенности – острого пика – в продольном сопротивлении образца. Несмотря на то, что тип наблюдаемого фазового перехода крайне сложно установить обычными транспортными подходами, применение методики электронного спинового резонанса позволило определить его природу. При этом компонента магнитного поля в плоскости квантовой ямы была направлена таким образом, что спиновой резонанс электронов, населяющих каждую из долин, мог быть измерен независимо. Анализ эволюции относительной амплитуды резонансов позволил продемонстрировать, что наблюдаемый фазовый переход имеет спиновую природу, т.е. сопровождается макроскопическим изменением спиновой поляризации без изменения относительного долинного заполнения.

DOI: 10.31857/S0370274X25040211, EDN: CKPUWN

1. Введение. В больших магнитных полях и при низких температурах в двумерных электронных системах наблюдается серия квантовых фазовых переходов, вблизи которых происходит кардинальная перестройка основного состояния системы. При этом, как правило, в разных фазах система имеет принципиально разное упорядочение по одной или нескольким степеням свободы электронов. Одним из ярких примеров подобных переходов является макроскопическое изменение спиновой поляризации в двумерных системах в режиме квантового эффекта Холла [1–5]. Помимо спиновой, электроны в низкоразмерных полупроводниковых структурах могут обладать и другими степенями свободы, например, такими, которые маркируют симметричное/асимметричное состояние в структурах с двумя электронными слоями [6] или несколькими заполненными подзонами размерного квантования [7]. Дополнительная степень свободы возникает также и в многодолинных полупроводниковых структурах, в которых она маркирует электронные долины [8].

[1)]e-mail: shchepetilnikov@issp.ac.ru

Физика квантовых переходов, ассоциированных с изменением спиновой поляризации системы – ферромагнитных переходов, – хорошо изучена в однодолинных двумерных электронных системах, в которых носители заряда не обладают дополнительными степенями свободы. Такие переходы были обнаружены в режиме целочисленного эффекта Холла вблизи четных [9–11], нечетных [12, 13] и дробных факторов заполнения [14, 15]. Подобные переходы наблюдались как в классических эпитаксиальных гетероструктурах, так и в сборках, состоящих из одного или нескольких атомарно тонких полупроводниковых слоев [16]. Для изучения спиновых фазовых переходов применялись самые разнообразные методики: транспортные [17, 18], оптические [19, 20] и магниторезонансные [13, 21, 22].

Вблизи фазового перехода система разбивается на домены с разной спиновой поляризацией, границы раздела между которыми эффективно рассеивают делокализованные электроны, что приводит к возникновению резкого пика в продольном сопротивлении электронной системы. Критическая температура такого перехода была определена из анализа температурных зависимостей амплитуды и ширины такого пика [23], а также по затуханию линии комбинационного рассеяния света с участием спин-экситонного возбуждения при нагреве образца [24]. Было показано, что эта температура определяется непосредственно электрон-электронным взаимодействием [24]. Более того, анализ фотолюминесценции электронной системы, выполненный в работе [25], продемонстрировал возможность индуцировать спиновый фазовый переход исключительно за счет изменения двумерной электронной плотности в образце. Оба этих факта подчеркивают существенно многочастичную природу таких переходов.

В многодолинных системах картина фазовых переходов значительно усложняется наличием дополнительной степени свободы у электрона. Так, помимо ферромагнитных, появляются дополнительные типы переходов, ассоциированные как с изменением только заселенности эквивалентных долин, так и смешанных – при которых модифицируется как спиновая поляризация системы, так и относительные долинные заполнения. Более того, наличие дополнительной степени свободы может модифицировать вклад от электрон-электронного взаимодействия [18] в физику спиновых переходов и, например, модифицировать фазовую диаграмму таких переходов. Таким образом, исследование спиновых фазовых переходов в условиях нескольких заполненных долин представляет интересную фундаментальную задачу, которая до сих пор, в отличие от однодолинного случая, является довольно слабо изученной. Во многом это связано с принципиальными ограничениями наиболее распространенных экспериментальных методик. Например, применение оптических методов исследования осложнено в непрямозонных многодолинных полупроводниковых структурах. В транспортных подходах возникает необходимость классификации наблюдаемых по изменению продольного сопротивления образца квантовых переходов на спиновые, долинные и смешанные, что далеко не всегда можно просто и однозначно осуществить.

Целью нашей работы было восполнить существующий пробел в этой области и применить методику электронного спинового резонанса для идентификации и изучения физики спинового квантового перехода в многодолинной двумерной электронной системе. Ключевой особенностью работы стал использованный экспериментальный метод, который позволял независимо наблюдать спиновые резонансы электронов, находящихся в разных долинах. Анализ эволюции относительной амплитуды резонансов позволил идентифицировать наблюдаемый фазовый переход как спиновый. Ранее аналогичная методика была успешно применена для определения природы квантового фазового перехода в наклонном магнитном поле вблизи фактора заполнения $\nu = 2$. Так, было показано, что он ассоциирован с перестройкой исключительно долинного заполнения [26] и не затрагивает спиновую поляризацию системы.

2. Экспериментальная методика и образцы. В качестве объекта исследования использовалась 15 нм AlAs/AlGaAs квантовая яма, выращенная при помощи методики молекулярно-лучевой эпитаксии в направлении [001]. В объемном AlAs электроны занимают три эквивалентные долины, расположенные в X-точках зоны Бриллюэна. Понижение размерности частично снимает это вырождение. Итоговое относительное положение минимумов электронных долин определяется совокупностью эффектов размерного квантования и механического напряжения, которое неизбежно возникает в таких гетероструктурах. Ряд экспериментов [27] позволил установить, что в широких квантовых ямах (с шириной больше 6 нм) электроны заселяют две долины, расположенные в плоскости квантовой ямы. Таким образом, электроны в подобных структурах обладают дополнительной двухкомпонентной степенью свободы, которую часто по аналогии со спином называют псевдоспином. Приложение механической деформации в плоскости образца приводит к появлению расщепления между минимумами плоскостных долин, т.е. к возникновению псевдоспиновой "зеемановской" энергии. Во многих образцах во время эпитаксиального роста появляется такое встроенное напряжение, которое приводит к наличию расщепления между долинами даже без внешнего механического воздействия [26]. Еще одной особенностью выбранных AlAs/AlGaAs гетероструктур является большая циклотронная масса и масса плотности состояний двумерных электронов (0.5 от массы свободного электрона [27]). Как следствие, энергетическое расщепление между одночастичными уровнями Ландау значительно меньше характерной кулоновской энергии. Этот факт подчеркивает ключевую роль электрон-электронных корреляций в физике изучаемой электронной системы.

Образец представлял из себя стандартный мостик Холла шириной 100 мкм со стоком/истоком и несколькими потенциометрическими контактами. Омические контакты к двумерному каналу формировались за счет нанесения индия на поверхность образца и последующим вжиганием в газовой атмосфере. Двумерная электронная плотность и подвижность составляли $n = 8.8 \times 10^{11}$ см$^{-2}$ и $\mu = 3 \times 10^4$ см^2/Вс при температуре 0.5 К. Несмотря на большую плотность электронов в образце, параметр $r_s = 5.5$ в этой структуре значительно больше единицы из-за большой эффективной массы электрона. Характерное время рассеяния электрона при этом составляет $\tau \approx 8$ пс, что соответствует характерному уширению уровней $\hbar/2\tau \approx 40$ мэВ. Эта величина примерно равна характерной тепловой энергии $kT \approx 40$ мэВ.

Эксперимент проводился в криостате, оснащенном сверхпроводящим магнитом. Образец располагался в жидком гелии-3, откачка паров которого позволяла охлаждать образец до 0.5 К. Для подведения к образцу возбуждающего электромагнитного излучения использовался сверхразмерный волновод. В качестве источника излучения выступал микроволновый генератор, сопряженный с блоками умножения частоты. Резонансное поглощение электромагнитного излучения вблизи электронного спинового резонанса детектировалось по изменению продольного сопротивления двумерного канала [28]. При этом спиновый резонанс проявлялся как пик в R_{xx} при фиксированной частоте микроволнового излучения и плавном изменении магнитного поля. Для улучшения соотношения сигнал–шум использовалась стандартная методика двойного синхронного детектирования, принцип работы которой подробно описан в наших предыдущих публикациях [29]. В условиях эксперимента форма и амплитуда связанных со спиновым резонансом особенностей в продольном сопротивлении образца не зависела от скорости разворота магнитного поля, а значит эффектом динамической поляризации ядер [30] можно пренебречь.

Образец крепился на специальной подставке в центре сверхпроводящего магнита так, что магнитное поле составляло угол θ с нормалью к плоскости двумерной системы, а его компонента в плоскости структуры была направлена вдоль одной из главных кристаллографических осей. Ориентация магнитного поля схематично показана на панели (a) рис. 1, а также на вставке к панели (c) того же рисунка. Такая ориентация магнитного поля позволяла детектировать спиновые резонансы каждой из долин. Остановимся на этой особенности подробнее. При выбранном направлении компоненты магнитного поля g факторы будут иметь разные значения $g_1 \neq g_2$ для электронов из двух долин. Тогда для фиксированной частоты F возбуждающего излучения соответствующие резонансные магнитные поля $B_1 = F/g_1\mu_B$ и $B_2 = F/g_2\mu_B$ не будут совпадать. Здесь μ_B – магнетон Бора. Если разница между B_1 и B_2 больше ширины линии пика ЭПР, то сигналы спинового резонанса в каждой долине могут быть проанализированы независимо. Происхождение разницы между g_1

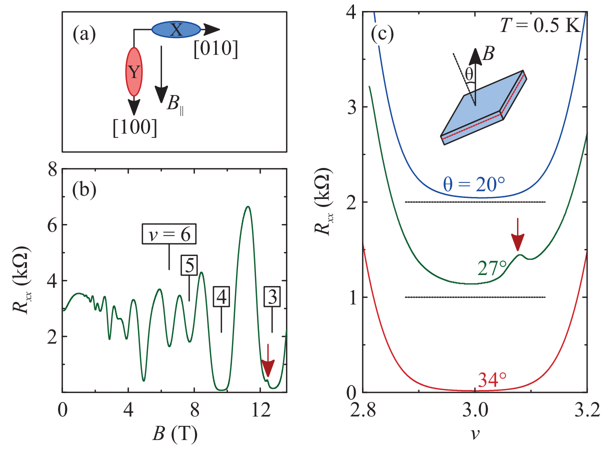

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Ориентация в 2D плоскости компоненты магнитного поля относительно кристаллографических осей. (b) – Типичная зависимость продольного сопротивления двумерного канала от магнитного поля при угле наклона поля $\theta = 27°$. Температура образца 0.5 К. На графике отмечено положение первых нескольких факторов заполнения. Стрелочкой отмечена ассоциированная с квантовым фазовым переходом особенность в сопротивлении. (c) – Зависимость сопротивления от фактора заполнения вблизи минимума осцилляций Шубникова–де Гааза, соответствующего фактору заполнения $\nu = 3$, для серии углов наклона $\theta = 20°$, $27°$ и $34°$. Стрелкой показана особенность в сопротивлении при угле наклона 27°. На вставке показана ориентация магнитного поля относительно образца

и g_2 можно понять, если рассмотреть структуру тензора g-фактора в квантовых ямах AlAs, измеренного, например, в работе [31]. Сначала рассмотрим долину, расположенную в точке X вдоль направления [100]. Общая симметрия структуры диктует, что эта долина имеет тензор g-фактора с главными осями [100], [010] и [001] и соответствующими собственными значениями g_{xx}, g_{yy} и g_{zz}. Тогда величину g_1 можно записать как:

$$g_1 = \sqrt{g_{xx}^2 \sin^2\theta + g_{zz}^2 \cos^2\theta}. \qquad (1)$$

Две плоскостные долины переходят друг в друга при повороте на угол 90° вокруг оси роста образца. Тогда величина фактора Ланде для второй долины g_2 будет равна:

$$g_2 = \sqrt{g_{yy}^2 \sin^2\theta + g_{zz}^2 \cos^2\theta}. \qquad (2)$$

Для исследуемой структуры характерные значения g_{xx} и g_{yy} составляют 1.88 и 1.98 соответственно [26, 31]. Следовательно, g_1 и g_2 не равны при ненулевом угле наклона магнитного поля θ. Для случая малых θ можно оценить разность $g_1 - g_2 \sim \sim (g_{xx} - g_{yy})\sin^2\theta$.

3. Результаты. Перейдем теперь непосредственно к изучению спинового фазового перехода. Для первичного обнаружения такого перехода удобно воспользоваться транспортным подходом, как было описано во введении к данной статье. Продольное сопротивление образца при температуре $T = 0.5\,\text{К}$ показано на рис. 1b для угла наклона $\theta = 27^\circ$. На рисунке отмечено положение нескольких первых минимумов осцилляций Шубникова–де Гааза. Вблизи минимума, соответствующего фактору заполнения $\nu = 3$, хорошо заметна особенность – пик в сопротивлении образца, обусловленный квантовым фазовым переходом, происходящим в системе. Положение пика отмечено красной стрелкой.

Наблюдаемая особенность в сопротивлении образца исчезает при изменении угла θ наклона магнитного поля, как показано на панели (c) рис. 1. На этой панели показана зависимость сопротивления образца R_{xx} от фактора заполнения ν вблизи минимума осцилляций Шубникова–де Гааза, соответствующего целочисленному $\nu = 3$, для трех разных углов $\theta = 20^\circ, 27^\circ$ и 34°. Для удобства кривые смещены по вертикали. Пунктирная линия, проведенная вблизи каждой кривой, задает соответствующее положение нуля. Хорошо видно, что особенность, отмеченная красной стрелкой, присутствует только при угле $\theta = 27^\circ$. Подчеркнем, что наблюдаемая особенность является исключительно маркером квантового фазового перехода в системе и не говорит ничего о его природе, поскольку может наблюдаться, например, как при изменении спинового, так и псевдоспинового упорядочения.

Для того, чтобы идентифицировать наблюдаемый фазовый переход, применим методику электронного спинового резонанса, как было описано выше в соответствующем разделе статьи. Типичные пики спинового резонанса, наблюдаемые до и после фазового перехода, приведены на рис. 2c. Кривые смещены как по вертикали для удобства сравнения, так и по горизонтали. Смещение по горизонтали выбиралось так, чтобы резонансное положение пика с большим g-фактором оказалось в нулевом поле. Соответствующие частоты возбуждающего излучения приведены вблизи каждой кривой. Сигнал спинового резонанса при частоте в 332 ГГц наблюдался в фазе, лежащей в области полей меньших, чем положение особенности в продольном сопротивлении образца. Сигнал для двух других частот – в другой фазе, лежащей в области больших полей. Хорошо видно, что кривые, измеренные в разных фазах, принципиально различаются. Так, при частоте 332 ГГц видны два резонансных пика, причем пик в большом поле имеет

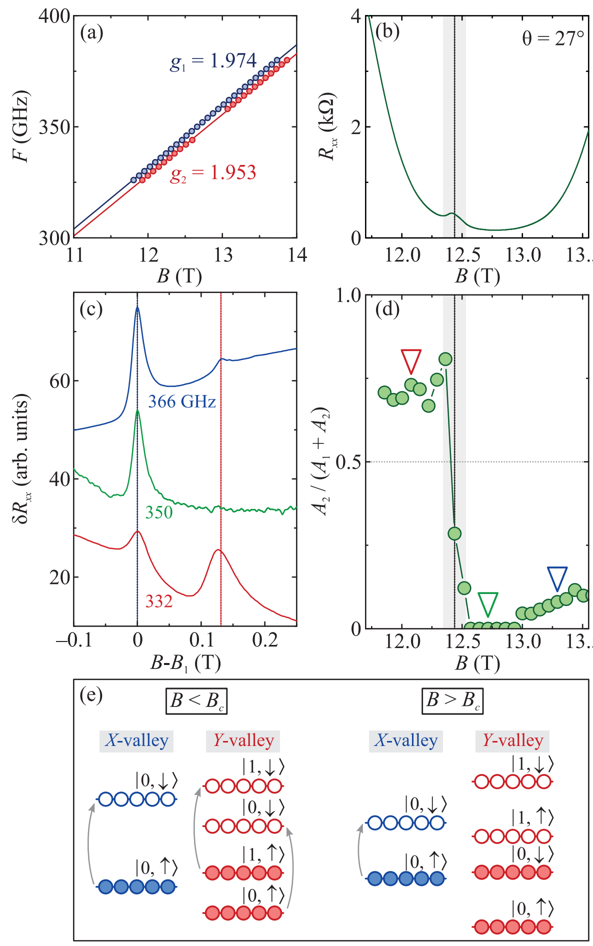

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Магнитодисперсии, задающие положение пиков в транспортном отклике образца на микроволновое излучение с фиксированной частотой F. Прямые линии – линейные зависимости $F = g_1\mu_B B$ и $F = g_2\mu_B B$ с факторами Ланде g_1 и g_2, вычисленные по формулам (1) и (2). (b) – Зависимость продольного сопротивления образца от фактора заполнения ν при угле наклона магнитного поля $\theta = 27^\circ$. (c) – Примеры сигнала спинового резонанса, полученного при различной частоте возбуждающего излучения. Для удобства кривые смещены по вертикали и по горизонтали. По горизонтали смещение осуществлялось так, чтобы резонансное поле пика с большим фактором Ланде оказалось в нуле. (d) – Зависимость величины $A_2/(A_1 + A_2)$ от магнитного поля. Здесь A_1 и A_2 – амплитуды спиновых резонансов с большим и меньшим g-фактором соответственно. Пунктир задает положение особенности в продольном сопротивлении, показанной на панели (b). Маркеры отмечают положение экспериментальных точек, показанных на панели (c) того же рисунка. (e) – Схематичное изображение заполненных уровней Ландау до и после критического поля фазового перехода

большую амплитуду. При частоте 350 и 366 ГГц пик в большом поле либо полностью отсутствует, либо имеет относительно маленькую амплитуду.

Выполним проверку того, что обнаруженная форма кривых на рис. 2c действительно соответствует возбуждению спиновых резонансов в каждой из долин. Для этого построим дисперсию, задающую положение наблюдаемых пиков по магнитному полю при фиксированной частоте излучения. Получившиеся зависимости $F(B)$ показаны на рис. 2a. Здесь точки – экспериментальные данные. Прямые линии – зависимости $F = g_1\mu_B B$ и $F = g_2\mu_B B$ с величинами g_1 и g_2, рассчитанными по формулам (1) и (2). При этом использовались величины главных значений тензора фактора Ланде, измеренных независимо в предыдущей работе [26]. Идеальное совпадение экспериментальных точек и теоретических прямых на рис. 2a однозначно указывает, что наблюдаемые пики – спиновые резонансы электронов, заселяющих разные долины. В таком случае наблюдаемые изменения сигнала электронного спинового резонанса напрямую отражают изменение структуры основного состояния электронной системы.

Рассмотрим более подробно эволюцию относительных амплитуд наблюдаемых спиновых резонансов в окрестности квантового фазового перехода. Подчеркнем, что характерное расщепление по магнитному полю между спиновыми резонансами существенно превосходит ширину каждого из них, что позволяет анализировать параметры каждого пика независимо. Магнитополевая зависимость амплитуды A_2 пика с меньшим g-фактором (большим резонансным полем при фиксированной частоте возбуждения), нормированной на сумму амплитуд двух пиков $A_1 + A_2$, построена на рис. 2d. Приведенная величина магнитного поля представляет собой усредненное значение резонансных полей двух пиков. В случае отсутствия одного из пиков, значение его резонансного положения определялось с использованием величины g_2, вычисленной по главным значениям тензора [26, 31]. Для сравнения на панели (b) того же рисунка приведено магнитосопротивление образца при том же угле наклона θ в той же области магнитных полей. На обеих панелях пунктирная линия отмечает положение особенности в сопротивлении, обусловленной квантовым фазовым переходом в электронной системе. Цветными стрелками на панели (d) отмечены точки, соответствующие экспериментальным данным, показанным на панели (c) того же рисунка.

Хорошо видно, что при некотором магнитном поле величина $A_2/(A_1 + A_2)$ испытывает резкое изменение со значения ~ 0.7 практически до нуля. Величина этого магнитного поля в точности совпадает с положением особенности в продольном сопротивлении образца – т.е. фактически с критическим полем квантового фазового перехода. Слева от особенности – в фазе, лежащей в области меньших магнитных полей – величина $A_2/(A_1 + A_2) \sim 0.7$ соответствует отношению A_1 к A_2 как один к двум. Такое отношение (с учетом того, что общий фактор заполнения близок к 3) указывает на следующее определенное заполнение уровней. В долине, характеризующейся большим фактором Ланде при заданной ориентации магнитного поля, электроны занимают спин-поляризованный подуровень нижайшего уровня Ландау, а в другой – электроны заполняют два спин-поляризованных подуровня нулевого и первого уровня Ландау. Схематично расположение уровней показано на рис. 2e. Действительно, при таком заполнении электронная система полностью поляризована по спину, а интенсивность спинового резонанса должна быть примерно в два раза больше в одной долине, чем в другой. Справа же от особенности – в фазе, лежащей в области больших магнитных полей – преобладает спиновый резонанс электронов, заселяющих лишь одну долину с большим g-фактором. Более того, амплитуда этого резонанса не испытывает резкого скачка на переходе, таким образом спиновое состояние и заселенность долины с большим фактором Ланде не изменяется. Исчезновение спинового резонанса электронов из второй долины полностью аналогично поведению резонанса вблизи спинового квантового перехода в однодолинной электронной системе. Электроны, заполняющие эту долину, переходят в неполяризованное по спину состояние, при этом электроны занимают оба спин-расщепленных подуровня нулевого уровня Ландау. Схема заполненных уровней приведена в правой части рис. 2e. При этом полная спиновая поляризация электронной системы снижается примерно в три раза, а распределение электронов по долинам сохраняется, т.е. не изменяется поляризация долинной псевдоспиновой степени свободы. Таким образом, наблюдаемый квантовый фазовый переход имеет спиновую природу. Отметим также, что наблюдаемое распределение электронов по долинам согласуется с результатами, полученными вблизи фактора заполнения $\nu = 2$ в том же образце, но с меньшей электронной плотностью [26]. Как следует из схемы уровней, при дальнейшем отходе от области фазового перехода уменьшение фактора заполнения с ростом магнитного поля будет приводить к появлению свободных мест на верхнем спин-расщепленном подуровне нулевого уровня Ландау в долине с меньшим фактором Ланде. При этом интенсивность спинового резонанса в ней должна нарастать, что и наблюдается экспериментально.

Следуя работам [18], можно оценить спиновую восприимчивость $\chi \sim g^* m^*$, нормированную на зонное значение $g_b m_b$, по критическому углу $\theta_c = 27^\circ$, при котором происходит фазовый переход. Получившееся значение нормированной χ составляет примерно 1.8, что меньше, чем перенормированная спиновая восприимчивость в случае однодолинного заполнения при такой концентрации [18] и гораздо лучше согласуется с оценками χ для случая, когда заполнены обе долины [18]. Полученная величина $\chi = 1.8$ хорошо согласуется со значением спиновой восприимчивости $\chi = 2.4$, измеренной в кремниевых МОП структурах для того же r_s [32]. В работе [33] теоретические вычисления дают константу $\chi = 3.6$ для величины $r_s = 5.5$, что сильно превосходит полученное в данной работе значение. Вместе с тем расчеты в рамках квантового метода Монте-Карло [34] дают гораздо более близкую к измеренной величину в 2.2.

Переходная область магнитных полей, в которых происходит резкое изменение величины $A_2/(A_1+A_2)$, совпадает с шириной наблюдаемой особенности в продольном сопротивлении образца. Для удобства эта область выделена серым как на панели (d), так и на панели (b) рис. 2. Таким образом, можно заключить, что именно эта область и задает область самого фазового перехода по магнитному полю.

Отметим важное отличие спиновых фазовых переходов в одно- и многодолинных системах. Электронный спиновый резонанс исчезал полностью в окрестности перехода в однодолинной системе, заключенной в ZnO/MgZnO гетеропереходе, как вблизи $\nu = 2$, так и вблизи $\nu = 3$. И если около $\nu = 2$ система переходит из спин-поляризованного состояния в полностью неполяризованное, то при $\nu = 3$ электронная система поляризована по спину в обоих фазах (в каждой из них вдали от фазового перехода наблюдался интенсивный спиновый резонанс). В многодолинном случае пропадал спиновый резонанс лишь в одной из долин, во второй же его амплитуда не испытывала резкого скачка по разные границы перехода. Это ключевое отличие не имеет на данный момент объяснения и требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

4. Заключение. Был обнаружен квантовый фазовый переход в многодолинной двумерной электронной системе, заключенной в высококачественную AlAs квантовую яму, при низкой температуре и в больших магнитных полях. Переход возникал в наклонном магнитном поле и сопровождался появлением особенности в продольном сопротивлении образца. Природа наблюдаемого фазового перехода была установлена с использованием методики электронного спинового резонанса. Ключевой особенностью экспериментальной методики была специальная ориентация плоскостной компоненты магнитного поля, что позволяло анализировать независимо спиновые резонансы электронов, населяющих каждую из долин. Эволюция относительной амплитуды резонансов свидетельствовала, что наблюдаемый фазовый переход имеет спиновую природу, то есть сопровождается макроскопическим изменением спиновой поляризации без изменения относительного долинного заполнения.

Авторы благодарны К. Райхл (C. Reichl) и В. Вегшайдер (W. Wegscheider) за предоставленные для исследования гетероструктуры.

Финансирование работы. Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 20-72-10097 (продление)).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. T. Taychatanapat, K. Watanabe, T. Taniguchi, and P. Jarillo-Herrero, Nature Phys. **7**, 621 (2011).
2. I. Sodemann, Z. Zhu, and L. Fu, Phys. Rev. X **7**, 041068 (2017).
3. D. E. Parker, T. Soejima, J. Hauschild, M. P. Zaletel, and N. Bultinck, Phys. Rev. Lett. **127**, 027601 (2021).
4. A. B. Van'kov and I. V. Kukushkin, JETP Lett. **113**, 102 (2021).
5. G. Krizman, J. Bermejo-Ortiz, T. Zakusylo, M. Hajlaoui, T. Takashiro, M. Rosmus, N. Olszowska, J. J. Kolodziej, G. Bauer, Y. Guldner, G. Springholz, and L.-A. de Vaulchier, Phys. Rev. Lett. **132**, 166601 (2024).
6. J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Appl. Phys. Lett. **57**, 2324 (1990).
7. G. M. Gusev, A. A. Quivy, T. E. Lamas, J. R. Leite, O. Estibals, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **67**, 155313 (2003).
8. M. Shayegan, E. P. De Poortere, O. Gunawan, Y. P. Shkolnikov, E. Tutuc, and K. Vakili, Physica Status Solidi (b) **243**, 3629 (2006).
9. D. Maryenko, J. Falson, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, and M. Kawasaki, Phys. Rev. B **90**, 245303 (2014).
10. J. Falson and M. Kawasaki, Rep. Prog. Phys. **81**, 056501 (2018)
11. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. B. Fedorov, V. Umansky, and J. H. Smet, JETP Lett. **117**, 938 (2023).

12. S.I. Dorozhkin, A.A. Kapustin, I.B. Fedorov, V. Umansky, and J.H. Smet, Phys. Rev. B **102**, 235307 (2020).
13. A.V. Shchepetilnikov, G.A. Nikolaev, S.A. Andreeva, A.R. Khisameeva, Ya.V. Fedotova, A.A. Dremin, and I.V. Kukushkin, JETP Lett. **119**, 873 (2024).
14. J.H. Smet, R.A. Deutschmann, W. Wegscheider, G. Abstreiter, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **86**, 2412 (2001).
15. J. Falson, D. Tabrea, D. Zhang, I. Sodemann, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, K. von Klitzing, and J.H. Smet, Sci. Adv. **4**, eaat8742 (2018).
16. S.C. de la Barrera, S. Aronson, Z. Zheng, K. Watanabe, T. Taniguchi, Q. Ma, P. Jarillo-Herrero, and R. Ashoori, Nature Phys. **18**, 771 (2022).
17. E.P.D. Poortere, E. Tutuc, S.J. Papadakis, and M. Shayegan, Science **290**, 1546 (2000).
18. O. Gunawan, Y.P. Shkolnikov, K. Vakili, T. Gokmen, E.P. De Poortere, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **97**, 186404 (2006).
19. V.V. Solovyev, S. Schmult, W. Dietsche, and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B **80**, 241310 (2009).
20. V. Pellegrini, A. Pinczuk, B.S. Dennis, A.S. Plaut, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. Lett. **78**, 310 (1997).
21. N. Kumada, K. Muraki, and Y. Hirayama, Science **313**, 329 (2006).
22. A.V. Shchepetilnikov, A.R. Khisameeva, Y.A. Nefyodov, and I.V. Kukushkin, JETP Lett. **113**, 657 (2021).
23. E.P. De Poortere, E. Tutuc, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **91**, 216802 (2003).
24. A.B. Van'kov, B.D. Kaysin, and I.V. Kukushkin, JETP Lett. **107**, 106 (2018).
25. A.B. Van'kov B.D. Kaysin, and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 235401 (2017).
26. A.V. Shchepetilnikov, A.R. Khisameeva, S.A. Andreeva, G.A. Nikolaev, Ya.V. Fedotova, C. Reichl, W. Wegscheider, and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **133**, 096301 (2024).
27. A.R. Khisameeva, A.V. Shchepetilnikov, V.M. Muravev, S.I. Gubarev, D.D. Frolov, Yu.A. Nefyodov, I.V. Kukushkin, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, J. Appl. Phys. **125**, 154501 (2019).
28. D. Stein, K. v. Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **51**, 130 (1983).
29. A.V. Shchepetilnikov, D.D. Frolov, Yu.A. Nefyodov, I.V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, JETP Lett. **108**, 481 (2018).
30. A.V. Shchepetilnikov, D.D. Frolov, Yu.A. Nefyodov, I.V. Kukushkin, D.S. Smirnov, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **94**, 241302(R) (2016).
31. A.V. Shchepetilnikov, Yu.A. Nefyodov, I.V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **92**, 161301(R) (2015).
32. V.M. Pudalov, M.E. Gershenson, H. Kojima, N. Butch, E.M. Dizhur, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Phys. Rev. Lett. **88**, 196404 (2002).
33. S. Das Sarma, E.H. Hwang, and Q. Li, Phys. Rev. B **80**, 121303(R) (2009).
34. M. Marchi, S. De Palo, S. Moroni, and G. Senatore, Phys. Rev. B **80**, 035103 (2009).