

Барьерные D^- комплексы в высокоподвижной двумерной электронной системе

А. Б. Ваньков, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, А. С. Журавлев, В. Е. Кирпичев

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл. Россия

Поступила в редакцию 19 декабря 2007 г.

Методом неупругого рассеяния света исследован спектр циклотронных возбуждений селективно легированных AlGaAs/GaAs квантовых ям с большими (до $2 \cdot 10^7$ см²/В·с подвижностями электронов. Обнаружены и идентифицированы линии неупругого рассеяния света возбуждений барьерных D^- комплексов – объектов, в которых два электрона, локализованных в квантовой яме, связываются с заряженной примесью в барьере. Показано, что из-за особенностей кулоновского взаимодействия в двумерных системах спин-синглетные D^- комплексы существуют во всем диапазоне факторов заполнения электронов от $\nu \rightarrow 0$ до $\nu = 2$. Исследовано изменение энергии возбуждений спин-синглетных D^- комплексов в зависимости от электронной концентрации, ширины квантовой ямы и магнитного поля.

PACS: 73.21.Fg

Экранирование кулоновского взаимодействия в квази-двумерных электронных системах, помещенных во внешнее магнитное поле, сильно подавлено, что приводит к уникальным многочастичным состояниям кулоновской природы, не имеющим аналогов в трехмерных системах: лафлиновским несжимаемым жидкостям, холловскому ферромагнетизму, вигнеровскому кристаллу [1]. Экспериментальное детектирование эффектов электрон-электронного взаимодействия в таких состояниях затруднено из-за ряда симметричных ограничений. В их числе теорема Кона, согласно которой в идеальной трансляционно-инвариантной системе электрон-электронное взаимодействие не влияет на энергии оптически активных возбуждений, связанных с изменением орбитального квантового числа электронной системы [2]. Аналогичная теорема для систем с вращательной инвариантностью в спиновом пространстве (теорема Лармора) утверждает, что кулоновское взаимодействие не входит в энергию оптически активных возбуждений, связанных с изменением спинового квантового числа электронной системы [3]. Таким образом, энергия оптически активных возбуждений в длинноволновом пределе определяется орбитальным движением или ларморовской прецессией отдельного электрона. Подобных симметричных ограничений нет для циклотронной спин-флип моды (SF) (рис.1а) – возбуждения с изменением орбитального и спинового квантового числа электронной системы одновременно [4]. Энергия этого возбуждения содержит кулоновский вклад при нулевом обобщенном импульсе, величина и знак которого зависят от фактора заполнения электронов [5–7]. Многочастичное кулоновское взаимодействие

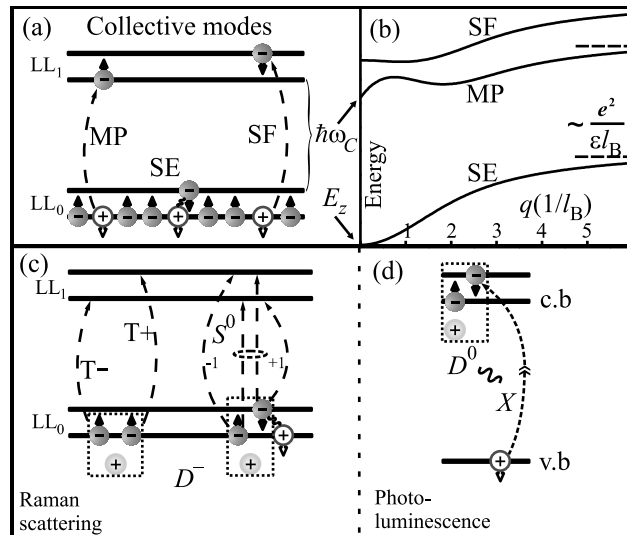


Рис.1. (а) Иллюстрация коллективных возбуждений двумерной электронной системы в холловском ферромагнитном состоянии ($\nu = 1$): MP – магнитоплазмон, SE – спиновой экситон, SF – циклотронная спин-флип мода. (б) Дисперсии коллективных мод при $\nu = 1$ в приближении Хартри-Фока. (в) Циклотронные возбуждения спин-синглетного и спин-триплетного состояний D^- комплекса. (д) Иллюстрация $D^0 X$ комплекса

может также проявляться в энергии возбуждений электронных комплексов, локализованных на заряженных примесях. Примесный потенциал нарушает трансляционную симметрию электронной системы, при этом энергия кулоновского взаимодействия локализованных и свободных электронов проявляется непосредственно в спектре возбуждений комплексов. Удобным объектом для изучения в этом контексте

является D^- комплекс, образованный двумя электронами, связанными потенциалом положительно заряженного донора.

Возбуждения D^- комплексов исследовались методами инфракрасной магнитоспектроскопии в GaAs/AlGaAs квантовых ямах с легированием δ -слоями кремния в барьере и непосредственно в яме. При соотношении концентраций электронов и ионов кремния 2 : 1 в яме все электроны образовывали ямные D^- комплексы, имеющие характерный спектр ИК поглощения. Авторами работ [8, 9] наблюдались линии, соответствующие циклотронным переходам электронов из спин-синглетного (S) и спин-триплетного (T) состояний D^- центров с нулевого на первый уровень Ландау (рис.1с). При увеличении плотности избыточных электронов в квантовой яме одноэлектронные возбуждения синглетных и триплетных комплексов преобразовывались в многоэлектронные синглетоподобные и триплетоподобные возбуждения. Энергии многоэлектронных возбуждений смещались в фиолетовую область спектра, благодаря росту кулоновского расталкивания возбужденного электрона и окружающих D^- комплекс свободных электронов.

В теоретических моделях, описывающих спектр возбуждений D^- комплексов, локализуемое действие заряженной примеси рассматривается обычно как слабое возмущение к гамильтониану свободных электронов в магнитном поле [10, 11]. При наличии в задаче дополнительных электронов, взаимодействующих с D^- комплексом, энергии возбуждений комплекса могут быть получены только численно для конечного числа электронов [12]. Показано, что при $\nu \leq 2$ и $E_Z \rightarrow 0$ кулоновский потенциал положительно заряженного донора в квантовой яме всегда притягивает к себе два электрона с противоположным спином, то есть основное состояние D^- комплекса – спиновой синглет. Подобный результат является довольно неожиданным для случая холловского ферромагнетика $\nu = 1$, в котором энергия обменного взаимодействия на два порядка величины превышает одночастичную зеемановскую энергию. Образование синглетного D^- комплекса в системе спинполяризованных электронов можно описать следующим образом. Ионизированный примесный донор связывает один из электронов в квантовой яме и образует D^0 центр. Диполь-дипольное взаимодействие приводит к образованию связанного состояния D^0 центра и длинноволнового спинового экситона, энергия которого определяется именно одночастичной зеемановской энергией (рис.1b). Если зеемановская энергия меньше энергии связи двух диполей, то в ос-

новном состоянии электронной системы образуется многочастичный D^- комплекс, в котором два связанных электрона образуют спиновой синглет. Альтернативно, синглетный D^- комплекс можно рассматривать как четырехчастичный объект, состоящий из примесного иона и связанного с ним триона. При этом дырка (вакансия на уровне Ландау), входящая в трион, изолирует пространственно электроны D^- комплекса от свободных электронов и подавляет обменное взаимодействие свободных и связанных электронов. Дополнительные вакансии, появляющиеся на нулевом уровне Ландау с уменьшением фактора заполнения, эффективно притягиваются к электронам D^- комплекса и еще сильнее изолируют их от электронов проводимости.

Помимо внутриямных D^- комплексов, в физике низкоразмерных систем известны барьерные D^- комплексы, в которых два электрона в квантовой яме связываются с примесным ионом в барьере. Подобные объекты обсуждались в нелегированных GaAs квантовых ямах, в которых двумерные электроны связываются с находящимися в барьере остаточными примесями. Прямые измерения возбуждений барьерных D^- комплексов методами инфракрасной магнитоспектроскопии не дают результата вследствие малости сигнала [13]. Однако возбуждения комплексов могут проявляться в спектрах фотолюминесценции через появление спутников основной линии рекомбинации D^0X комплекса [14]. Последний представляет собой экситон и электрон в квантовой яме, связанные на ионизированном доноре в барьере. Барьерный D^0X комплекс аналогичен спин-синглетному барьерному D^- комплексу в холловском ферромагнетике с той разницей, что связанный на D^0 центре спиновой экситон замещается на фотовозбужденный межзонный экситон (рис.1d). Важное отличие между двумя комплексами заключается в том, что D^0X комплекс – результат фотовозбуждения, в то время как D^- комплекс существует в основном состоянии электронной системы, своим формированием понижая полную энергию системы. В этой работе мы обнаружили линии неупругого рассеяния света, связанные с рассеянием на циклотронных возбуждениях барьерных D^- комплексов в самых высокоподвижных на сегодняшний день электронных системах, исследовали магнитопольевые и концентрационные зависимости энергий этих возбуждений и показали, что барьерные D^- комплексы играют существенную роль в физике коллективных состояний двумерных электронных систем.

Исследования проводились на серии высококачественных гетероструктур, выращенных

методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Гетероструктуры, выращенные в трех различных установках, представляли собой асимметричные, селективно-легированные GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As одиночные квантовые ямы ширинами 17 ÷ 30 нм. Темновые электронные концентрации в квантовых ямах составляли 1 ÷ 2.5 · 10¹¹ см⁻², подвижности – на уровне 2 ÷ 20 · 10⁶ см²/В·с. Концентрация электронов (*n*) в исследуемых структурах изменялась с помощью методики фотообеднения [15] и измерялась по скачкам химического потенциала в спектрах магнитофотолюминесценции. Измерения проводились при температурах 0.3 ÷ 1.5 К в криостате со сверхпроводящим соленоидом в диапазоне магнитных полей 0 ÷ 10 Тл. Для исследования неупругого рассеяния света использовалась двух-световодная методика [16]. Посредством первого световода осуществлялось оптическое возбуждение электронной системы, а второй световод служил для детектирования сигнала неупругого рассеяния света. Возбуждение электронной системы осуществлялось перестраиваемым Ti/Sp-лазером с энергией фотонов, превышающей энергию запрещенной зоны GaAs. Плотность мощности выбиралась на уровне ~ 0.1 Вт/см². Спектральным прибором служил тройной спектрометр T-64000, который вместе с многоканальным полупроводниковым детектором с зарядовой связью обеспечивал разрешение 20 мкэВ.

На рис.2 показаны спектры неупругого рассеяния света двумерной электронной системы в магнитном поле в холловском ферромагнетике ($\nu = 1$). Низко- и высокоэнергетические узкие линии в спектре соответствуют процессам неупругого рассеяния света с рождением коллективных возбуждений: магнитоплазмона (MP) и циклотронной спин-флип моды (SF) [5]. Кроме линий коллективных возбуждений, в спектре наблюдаются дополнительные особенности (линии S и T+). В магнитном поле $B \gtrsim 9$ Тл линия S расщепляется на три спиновые компоненты. Это позволяет связать ее с циклотронным возбуждением спин-синглетного состояния D^- комплекса, поскольку только в таких комплексах два электрона образуют спиновой синглет в основном состоянии. Линию T+ мы связываем с циклотронным возбуждением спин-триплетного (возбужденного) состояния D^- комплекса, что согласуется с теоретическими расчетами [13].

Линии S и T+ обладают следующими свойствами. Их энергии не изменяются с изменением импульса, что и следует ожидать для возбуждений локализованных комплексов. В отличие от циклотронной спин-флип моды энергии этих возбуждений не

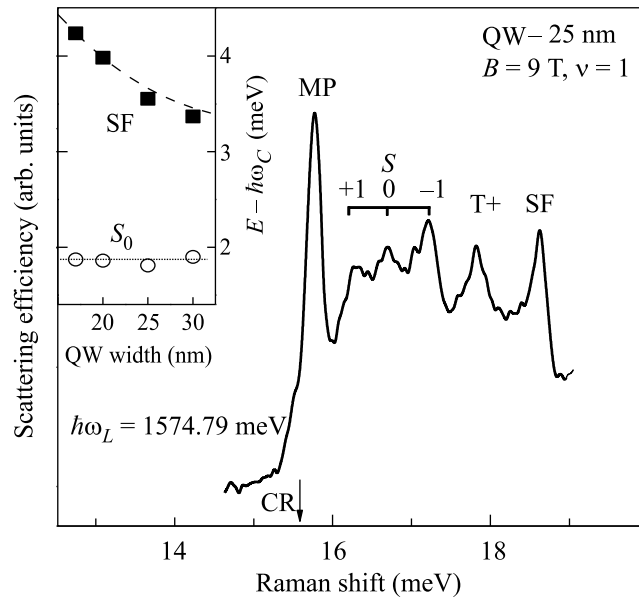


Рис.2. Спектры неупругого рассеяния света при факторе заполнения $\nu = 1$. Наблюдаются линии коллективных мод – магнитоплазмона (MP) и циклотронной спин-флип моды (SF), а также циклотронных возбуждений D^- комплексов: спин-синглетного (S) и спин-триплетного (T+). На вставке показаны зависимости кулоновских энергий возбуждений SF и S_0 ($E - \hbar\omega_C$, где E и $\hbar\omega_C$ – энергия возбуждения и циклотронная энергия, соответственно) от ширины квантовой ямы, измеренные для четырех образцов в магнитном поле $B = 8.5$ Тл. Энергии, полученные для SF-моды, уменьшаются с ростом ширины КЯ, что согласуется с численным расчётом в приближении Хартри-Фока (штриховая линия), а энергия моды S_0 не зависит от ширины ямы

зависят от ширины квантовой ямы в исследуемой области ширин (17–30 нм) (рис.2). Заметим, что зависимость энергии возбуждений от ширины квантовой ямы является существенной характеристикой кулоновского взаимодействия, определяющего энергию возбуждений. Зависящий от ширины ямы геометрический формфактор наиболее сильно подавляет фурье-компоненты взаимодействия при $q \geq 1/l$, где l – эффективный масштаб волновой функции электронов в направлении роста квантовой ямы. Поскольку у обменной части кулоновского взаимодействия велика амплитуда фурье-компонент при $q \sim 1/l_B$, то, как только магнитная длина сравнивается с эффективной шириной квантовой ямы, обменная часть кулоновского взаимодействия подавляется. Для AlGaAs/GaAs квантовых ям это происходит в полях 3–4 Тл [5]. Таким образом, независимость энергии возбуждений D^- комплекса в 9 Тл от ширины квантовой ямы подразумевает, что электрон-

электронное взаимодействие, определяющее энергию возбуждений D^- комплекса, не является обменным. По аналогии с ямным D^- комплексом можно предположить, что энергетический сдвиг возбуждений барьерного D^- комплекса от циклотронной энергии связан с кулоновским расталкиванием возбужденного электрона и свободных электронов в конечном состоянии. Экспериментальная величина сдвига пропорциональна квадратному корню магнитного поля ($\sim e^2/\epsilon l_B \sim \sqrt{B}$), рис.3, что характерно для прямого, а не для обменного взаимодействия.

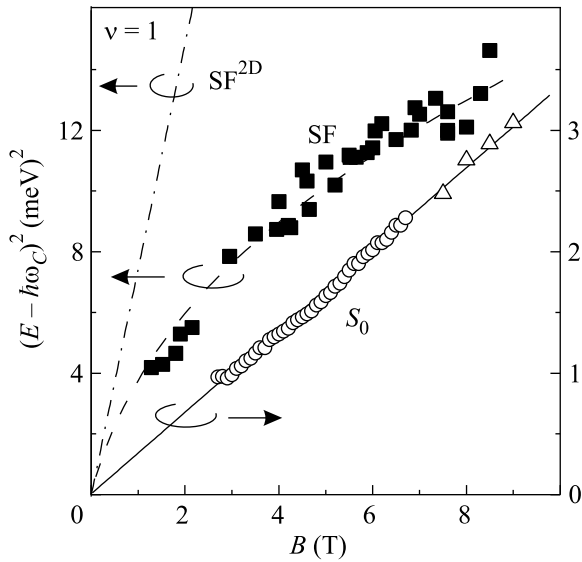


Рис.3. Магнитополевые зависимости квадрата кулоновской энергии циклотронной спин-флип моды (черные символы) и центральной компоненты циклотронных возбуждений спин-синглетного D^- комплекса (светлые символы) в зависимости от магнитного поля при факторе заполнения $\nu = 1$. Также показана теоретическая зависимость энергии SF-моды от магнитного поля (штриховая кривая) в квантовой яме и в идеальной двумерной системе (штрих-пунктир). Прямая линия, аппроксимирующая результаты для линии S_0 , проведена для наглядности

Энергия циклотронных возбуждений спин-синглетного D^- комплекса почти линейно убывает при изменении электронной плотности в диапазоне факторов заполнения от $\nu = 2$ до $\nu = 0.1$ (рис.4), что также подтверждает нашу интерпретацию кулоновского вклада в энергию возбуждений. При уменьшении фактора заполнения дополнительными вакансиям на уровне Ландау энергетически выгодно приблизиться к отрицательно заряженному D^- комплексу, что приводит к его большей пространственной изоляции от свободных электронов. Соответственно, уменьшается энергия кулоновско-

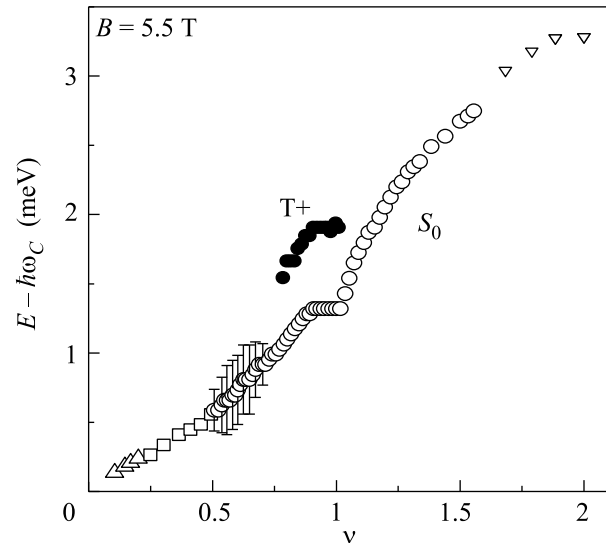


Рис.4. Зависимости кулоновских энергий возбуждений S_0 (светлые символы) и $T+$ (черные символы) от фактора заполнения, измеренные в магнитном поле $B = 5.5$ Тл для квантовой ямы шириной 250 \AA

го расталкивания локализованного и свободных электронов в возбужденном состоянии. При $\nu \rightarrow 0$ кулоновский сдвиг становится нулевым [17]. Заметим, что, помимо монотонной составляющей, энергетическая зависимость кулоновского сдвига имеет характерные изломы (каспы) при целочисленных факторах заполнения $\nu = 1, 2$. Можно ожидать, что аналогичные каспы будут наблюдаться при более низких температурах для дробных состояний [8], а энергии барьерных D^- комплексов можно будет использовать для характеристики основного состояния системы свободных электронов.

Линии барьерных D^- комплексов присутствуют в спектрах неупругого рассеяния света всех без исключения исследуемых квантовых ям. При этом сечение рассеяния света практически не изменяется в квантовых ямах, выращенных в разных МЛЭ установках. По-видимому, число остаточных примесей в AlGaAs барьерах квантовых ям не зависит от технологии МЛЭ роста. Интересно, что линии примесных комплексов по интенсивности сравнимы или превосходят интенсивности линий коллективных возбуждений свободных электронов. Этот факт, сам по себе, не позволяет судить о концентрации примесных комплексов в основном состоянии электронной системы, так как сечения неупругого рассеяния света качественно различны для коллективных возбуждений и возбуждений электронов, связанных в комплексах. В длинноволновом пределе ($ql_B \rightarrow 0$) сечение рассеяния на коллективных возбуждениях про-

порционально $n(ql_B)^2$. В свою очередь, сечение рассеяния света на примесных комплексах не зависит от импульса и пропорционально концентрации комплексов. В случае, когда энергия фотонов возбуждающего излучения близка к ширине запрещенной зоны GaAs, выражения для сечений рассеяния необходимо умножить на коэффициент резонансного усиления, который для примесных комплексов больше, чем для коллективных возбуждений. Таким образом, сечения рассеяния света коллективными и примесными возбуждениями имеют разную природу и не отражают в явном виде соотношение концентраций свободных и связанных электронов. Можно оценить количество положительно заряженных примесей в барьере квантовой ямы в непосредственной близости от двумерной электронной системы, принимая во внимание тот факт, что в исследуемых структурах все электроны локализованы на D^- комплексах при $\nu \simeq 0.1$ и $B \simeq 10$ Тл [16]. Исходя из этого, разумной оценкой сверху для числа электронов, локализованных на D^- комплексах, будет $\simeq 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Близкой к нашей оценке будет концентрация спин-синглетных D^- комплексов и в холловском ферромагнетике, так как интенсивности линий неупругого рассеяния света от возбуждений спин-синглетных D^- комплексов при факторах заполнения $\nu = 0.1$ и $\nu = 1$ сравнимы.

Существование макроскопической подсистемы барьерных спин-синглетных D^- комплексов в высокоподвижных электронных системах до сих пор не обсуждалось. Связано это, в первую очередь, с тем, что практически во всех экспериментальных методиках измеряется, по существу, не полная электронная поляризация, а нормированные величины, определяемые поляризацией [18, 19]. Для нормализационных целей заранее полагается, что электронная система полностью поляризована по спину при некоторых факторах заполнения. Обычно считается, что стопроцентно поляризованы холловский ферромагнетик электронов ($\nu = 1$) и композитных фермионов ($\nu = 1/3$). Существование подсистемы D^- комплексов в этих состояниях приводит к общей погрешности измерения спиновой поляризации как функции фактора заполнения. Заметим, что спектр возбуждений D^- комплексов является дискретным, поэтому состояния дробного и целочисленного квантового эффекта Холла остаются несжимаемыми не зависимо от того, присутствуют или отсутствуют D^- комплексы в основном состоянии электронной системы. При этом электронные системы с D^- комплексами обладают характерным спектром возбуждения, отличным от спектра возбуждений системы свободных электронов. Соответственно,

термодинамические характеристики двух систем также будут различны. По-видимому, именно существование D^- комплексов в основном состоянии электронной системы ограничивает диапазон наблюдаемых дробных состояний с большими знаменателями и диапазон магнитных полей, в которых наблюдаются целочисленные состояния с малыми целыми числами заполнения ($\nu = 1, 2$).

В заключение, подводя итог, заметим, что методом неупругого рассеяния света обнаружены и исследованы циклотронные возбуждения барьерных D^- комплексов в одиночных высококачественных GaAs/AlGaAs квантовых ямах. Показано, что из-за взаимодействия между возбужденными электронами D^- комплексов и электронами проводимости энергии возбуждений комплексов сдвигаются в фиолетовую область спектра, причем величина сдвига определяется числом заполненных электронных состояний на нулевом уровне Ландау. Дана экспериментальная оценка числа D^- комплексов в GaAs/AlGaAs квантовых ямах.

Работа выполнена при поддержке фонда CRDF, программы фундаментальных исследований ОФН РАН "Спин зависимые явления в твердых телах и спинтроника" и Российского фонда фундаментальных исследований.

1. For a review, see, *Perspectives in Quantum Hall Effect*, Eds. S. Das Sarma and A. Pinczuk, Wiley, New York, 1997.
2. W. Kohn, *Phys. Rev.* **123**, 1242 (1961).
3. M. Dobers, K. von Klitzing, and G. Weimann, *Phys. Rev. B* **38**, 5453 (1988).
4. A. Pinczuk, B. S. Dennis, D. Heiman et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3623 (1992).
5. A. B. Van'kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 246801 (2006).
6. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann et al., *Phys. Rev. B* **72**, 073304 (2005).
7. А. С. Журавлев, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин и др., *Письма в ЖЭТФ* **85**, 128 (2007).
8. J-P. Cheng, Y. J. Wang, B. D. McCombe, and W. Schaff, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 489 (1993).
9. Z. X. Jiang, B. D. McCombe, and P. Hawrylak, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3499 (1998).
10. A. B. Dzyubenko and A. Yu. Sivachenko, *Phys. Rev. B* **48**, 14690 (1993).
11. H. L. Fox and D. M. Larsen, *Phys. Rev. B* **51**, 10709 (1995).
12. P. Hawrylak, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2943 (1994).
13. A. B. Dzyubenko, A. Mandray, S. Huant et al., *Phys. Rev. B* **50**, 4687 (1994).

14. О. В. Волков, С. В. Товстоног, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **70**, 588 (1999).
15. I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, Adv. Phys. **45**, 147 (1996).
16. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1837 (2001).
17. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev et al., Phys. Rev. B **63**, 201402(R) (2001).
18. S. E. Barrett, G. Dabbagh, L. N. Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 5122 (1995).
19. M. J. Manfra, E. H. Aifer, B. B. Goldberg et al., Phys. Rev. B **54**, R17327 (1996).