

Резонансная фотолюминесценция двумерной электронной системы в условиях формирования объемного состояния дробного квантового эффекта Холла $1/3$

Л. В. Кулик^{+*}, А. С. Журавлев⁺, Е. И. Белозеров^{+*}, В. А. Кузнецов^{+*1)}, И. В. Кукушкин

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

^{*}Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 141700 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 сентября 2020 г.

После переработки 24 сентября 2020 г.

Принята к публикации 27 сентября 2020 г.

Исследованы спектры резонансной и нерезонансной фотолюминесценции двумерной электронной системы в условиях формирования дробного состояния квантового эффекта Холла $1/3$. Показано, что, в отличие от нерезонансной фотолюминесценции, резонансная фотолюминесценция служит универсальным маркером формирования дробного состояния $1/3$ в объеме двумерной системы. Обнаружено, что в состоянии $1/3$ вероятности оптических переходов с нулевого уровня Ландау электронов изменяются столь значительно, что это изменение нельзя объяснить в рамках существующих теоретических представлений.

DOI: 10.31857/S1234567820200057

Со времени появления пионерских работ Лафлина, посвященных дробному квантовому эффекту Холла (ДКЭХ) в двумерных электронных системах (2DES), в научном сообществе сформировалось устойчивое представление о том, что физика этого явления может быть объяснена в терминах формирования несжимаемых Лафлиновских жидкостей [1]. Развитие теории Лафлина в рамках модели композитных фермионов Джайном [2] и др. [3] завершило описание почти всех состояний ДКЭХ за исключением небольшого числа дробных состояний с четными знаменателями [4] и анизотропных состояний 2DES с большим числом ($\gg 1$) заполненных уровней Ландау [5]. Несмотря на то, что прямых экспериментальных подтверждений модели композитных фермионов не было представлено, результаты ряда исследований хорошо согласуются с предсказаниями теории [6].

В свете столь серьезных успехов теории композитных фермионов, неожиданными являются недавние экспериментальные работы, посвященные дробному состоянию ДКЭХ $3/2$ [7, 8]. Ранее $3/2$ описывалось как проводящее состояние композитных фермионов (связанных состояний электрона и двух квантов магнитного потока, на которых не действовало внешнее магнитное поле) [9]. Из состояния $3/2$ вырастала иерархия дробных состояний, соответствующих целочисленным заполнениям уровней Ландау

композитных фермионов. Оказалось однако, что в латерально-ограниченных проводниках холловская проводимость при $3/2$ квантуется с квантом проводимости $3/2$, т.е. также, как при любых других состояниях ДКЭХ [7]. На основании результатов оптических экспериментов было дано качественное объяснение этому явлению [8]. Квантование может иметь место даже в отсутствие формирования несжимаемых Лафлиновских жидкостей. Достаточно, чтобы существовала “локальная” несжимаемость 2DES. При этом характерная область “локальной” несжимаемости определяет латеральный размер проводника для наблюдения квантования холловской проводимости. Сам же размер области “локальной” несжимаемости, по крайней мере, для состояния $3/2$, определяется характерными размерами спиновых текстур, образуемых электронами проводимости в квантовом пределе. Интересно, что диапазон факторов заполнения, в которых наблюдаются спиновые текстуры, превышает диапазон существования иерархии дробных состояний, вырастающей из $3/2$, а поскольку температура разрушения локального порядка в спиновых текстурах существенно превышает температуру переходов из проводящих состояний в холловские изоляторы ДКЭХ [8], можно предположить, что и дробные состояния иерархии $3/2$ связаны с некоторым пространственным упорядочением спиновых текстур.

¹⁾e-mail: volod_kuzn@issp.ac.ru

Таким образом, под сомнением оказались практически все общепринятые теоретические концепции ДКЭХ. Вне зависимости от причин, по которым транспорт по объему становится невозможным (например, из-за превышения размера спиновой текстуры над латеральным размером проводника), холловская проводимость будет квантоваться, а константа квантования будет определяться фактором заполнения 2DES. В этой связи, на первый план физики ДКЭХ выходит не поиск новых дробных состояний, а экспериментальное исследование и объяснение объемных свойств уже известных. Поскольку транспортные характеристики ДКЭХ изоляторов малоинформативны (вклад в проводимость дают краевые каналы, пространственно отделенные от объемных состояний), возникает необходимость в разработке экспериментальных подходов к непосредственному зондированию объема 2DES в режиме ДКЭХ.

Одним из подтвержденных экспериментальных методов изучения объемных электронных состояний в режиме КЭХ и ДКЭХ является резонансное отражение, а также его модификация – фотоиндуцированное резонансное отражение [10]. Именно в сигнале резонансного отражения впервые была обнаружена линия, связанная с состоянием ДКЭХ $1/3$, отделенная спектрально от разрешенных одночастичных оптических переходов 2DES [10]. На возникновение новой линии не повлияла “скрытая симметрия”, которая запрещает наблюдение оптических переходов с энергиями, отличными от энергий одночастичных переходов невзаимодействующей 2DES в квантовом пределе [11, 12]. Было высказано предположение о том, что наблюдаемое нарушение “скрытой симметрии” связано с асимметрией между электрон-электронным и электрон-дырочным взаимодействиями в двумерных гетероструктурах со сложной валентной зоной [13].

Несмотря на успехи методики резонансного отражения, она не подходит, в силу своей сложности, для рутинной характеристики 2DES в режиме ДКЭХ. Использование же нерезонансного отражения для тех же целей – невозможно в силу неконтролируемого фотоиндуцированного вклада в конечный результат измерений. Попытки использования фотолюминесценции для анализа состояний ДКЭХ не привели к разумным результатам [14], несмотря на то, что в режиме КЭХ нерезонансная фотолюминесценция (PL, *photoluminescence*) – один из наиболее мощных инструментов исследования объемных состояний 2DES. Причина некорректности использования этой методики стала очевидной лишь недавно, и состоит она в том, что при возбужде-

нии нерезонансной фотолюминесценции вклад в регистрируемый сигнал дают не только двухчастичные возбужденные состояния 2DES, для которых выполняются условия “скрытой симметрии”, но и трехчастичные состояния, для которых никаких симметричных ограничений на спектральные характеристики сигнала фотолюминесценции нет [15, 16]. При этом сам сигнал фотолюминесценции трехчастичных комплексов в режиме ДКЭХ может иметь сложную структуру с несколькими спектральными компонентами из-за нетривиальной дисперсионной зависимости двухчастичных комплексов (магнитоэкситонов), из которых строятся трехчастичные [8]. Поэтому, в представленной работе мы впервые применили методику резонансной фотолюминесценции (RPL, *resonant photoluminescence*) для исследования состояния ДКЭХ $1/3$, что позволило избавиться от нежелательной фотолюминесценции трехчастичных комплексов. Показано, что в этом случае нарушения “скрытой симметрии” не наблюдается, однако амплитуда сигнала RPL в условиях формирования объемного состояния ДКЭХ $1/3$ изменяется настолько сильно, что это изменение может служить экспериментальным маркером этого дробного состояния.

Для исследований была использована узкая высококачественная гетероструктура с одиночной квантовой ямой GaAs/AlGaAs шириной 19 нм, с концентрацией электронов в двумерном канале $0.84 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью более $3.5 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Ширина ямы и электронная концентрация выбиралась таким образом, чтобы (i) обеспечить достаточную подвижность 2DES для наблюдения в магнитотранспорте холловского плато ДКЭХ $1/3$ при 0.5 К; (ii) выполнить условия “скрытой симметрии” для огибающей волновой функции 2DES в направлении роста гетероструктуры [13, 11]; (iii) обеспечить максимально возможное расщепление между зонами легких и тяжелых дырок в валентной зоне гетероструктуры. Электронная концентрация в условиях стационарного фотовозбуждения контролировалась по сигналу PL в режиме КЭХ [17]. Гетероструктура помещалась в откачиваемый резервуар с жидким ^3He , который, в свою очередь, помещался в криостат со сверхпроводящим соленоидом. Оптические измерения проводились в диапазоне температур 0.45–4.2 К и магнитных полей 0–14 Тл с использованием двухсветовой методики. Один световод служил для резонансного и нерезонансного возбуждения 2DES, а второй – для сбора сигнала PL и RPL от образца и передачи сигнала на входную щель решеточного спектрометра, оборудованного охлаждаемой ПЗС камерой. Для резонансной накачки использо-

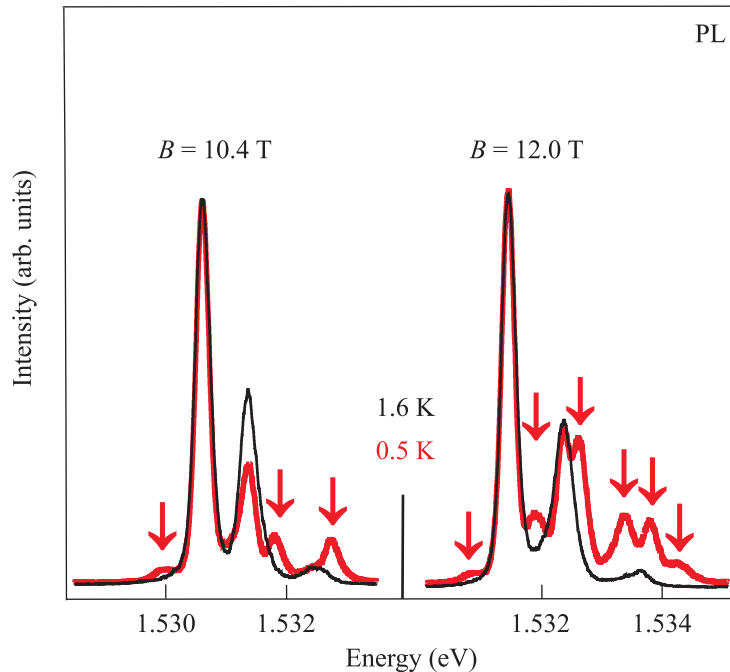


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры нерезонансной фотолуминесценции 2DES, измеренные в двух магнитных полях при двух температурах 0.5 К (красные сплошные линии) и 1.6 К (черные сплошные линии). Стрелками указаны оптические переходы, не соответствующие каким-либо разрешенным двухчастичным оптическим переходам в 2DES

вался полупроводниковый перестраиваемый узкополосный лазер “Toptica”, а для нерезонансной – широкополосный диод с длиной волны фотовозбуждения 780 нм.

При температуре 1.6 К принципиальной разницы в спектрах PL и RPL не наблюдается. Спектр состоит из двух основных линий, соответствующих оптическим переходам с нулевого уровня Ландау зоны проводимости на нулевой уровень Ландау первой размерквантованной зоны тяжелых дырок валентной зоны квантовой ямы ($hh1 - e0$) (рис. 1). Уменьшение температуры до 0.5 К приводит к появлению трех дополнительных особенностей в спектрах PL непосредственно в области формирования ДКЭХ $1/3$ (10.4 Т). Новые линии не связаны с какими-либо одночастичными оптическими переходами в 2DES (рис. 1). Аналогичное уменьшение температуры в области больших магнитных полей, где состояние $1/3$ уже не наблюдается, приводит к появлению шести новых спектральных особенностей, что делает выявление связи спектров PL с дробным состоянием $1/3$ затруднительным (рис. 1).

Низкотемпературные спектры RPL с энергией лазерного возбуждения выше энергии оптических переходов с первого уровня Ландау электронов в валентную зону квантовой ямы имеют тот же вид, что и спектры PL при 0.5 К. Однако, как только энер-

гия возбуждения оказывается меньше энергий оптических переходов с первого уровня Ландау, в спектрах RPL при 0.5 К остаются только те линии, что наблюдаются в спектрах PL при температуре 1.6 К. Таким образом, экспериментально подтверждается вывод о том, что “лишние” линии в спектрах PL в режиме ДКЭХ связаны с рекомбинацией трехчастичных комплексов, состоящих из неравновесных электронов на нижайшем по энергии спиновом подуровне первого уровня Ландау 2DES и двух дырок, одна из которых находится в валентной зоне, а вторая под уровнем Ферми электронов 2DES [9, 15, 16]. Чем выше магнитное поле, тем медленнее релаксация фотовозбужденных электронов, и тем больше наблюдается вкладов в PL спектры от различных трехчастичных состояний. В дальнейшем мы ограничимся обсуждением RPL спектров с энергией резонансного возбуждения меньшей энергии оптических переходов с первого уровня Ландау 2DES.

Чтобы определить энергии низколежащих разрешенных одночастичных оптических переходов в 2DES, которые могут быть использованы в качестве входных резонансов для регистрации спектров RPL, были измерены спектры фотовозбуждения (рис. 2). Спектры фотовозбуждения пропорциональны изменению интегральной амплитуды RPL в зависимости от энергии возбуждающего лазерного излучения. Об-

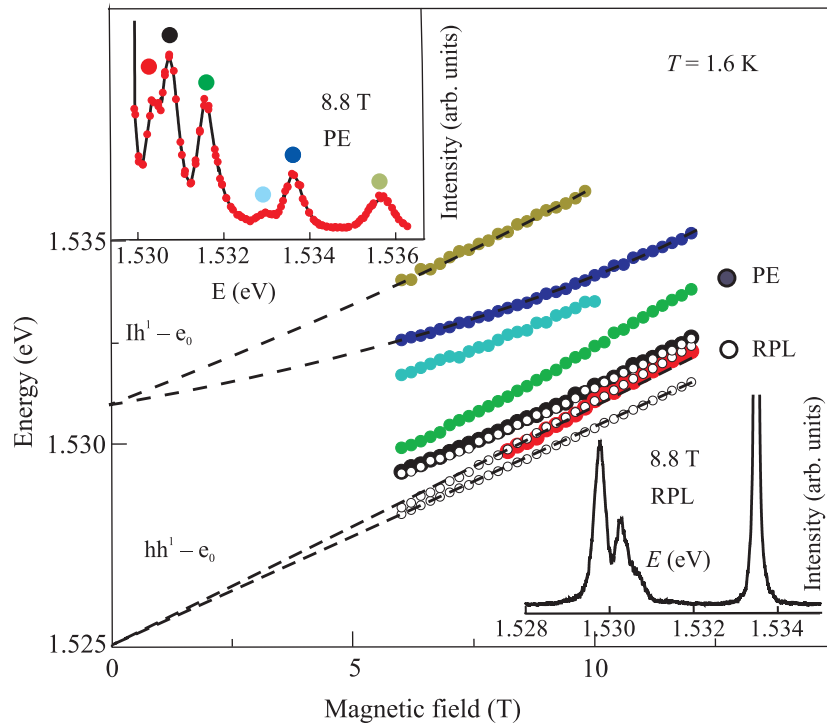


Рис. 2. (Цветной онлайн) Энергии разрешенных оптических переходов с уровнями Ландау размерноквантованных подзон тяжелых (hh) и легких (lh) дырок в 2DES, полученные из спектров фотовозбуждения (сплошные точки) и резонансной фотолюминесценции (открытые точки), измеренных при температуре 1.6 К. Пунктирные линии проведены для удобства. На вставках показаны примеры спектров фотовозбуждения (PE) и резонансной фотолюминесценции (RPL)

наружено, что энергии переходов с нулевого уровня Ландау электронов на нулевые уровни Ландау двух нижайших размерноквантованных подзон тяжелых и легких дырок лежат ниже энергии переходов с первого уровня Ландау электронов. При этом энергии оптических переходов, полученных с помощью методики фотовозбуждения хорошо согласуются с энергиями самих линий RPL, полученных с помощью резонансного возбуждения с использованием указанных дырочных состояний (рис. 2).

Основным экспериментальным результатом представленной работы является пороговое изменение интенсивностей линий RPL в условиях формирования ДКЭХ 1/3 при понижении температуры гелиевой бани (рис. 3). Если при температуре 1.6 К интенсивности линий двух переходов с нулевого уровня Ландау отражают заселенность электронных и дырочных уровней в условиях стационарного возбуждения (силы осцилляторов оптических переходов в рассматриваемом диапазоне магнитных полей для двух разрешенных оптических переходов с нулевого уровня Ландау отличаются примерно в 2 раза в пользу нижайшего по энергии перехода [17]). Учитывая, что практически все равновесные электро-

ны при 0.5 К находятся на нижайшем уровне Ландау (один полностью заполненный спиновый подуровень Ландау композитных фермионов), получается парадоксальный результат: концентрация электронов на верхнем спиновом подуровне Ландау электронов много меньше, чем на нижнем, сила осциллятора оптических переходов с нижнего спинового подуровня выше, чем с верхнего, а амплитуда RPL с верхнего спинового подуровня на порядок величины превышает амплитуду RPL с нижнего спинового подуровня. Поскольку время безызлучательной рекомбинации в высокоподвижных AlGaAs/GaAs квантовых ямах на несколько порядков величины превышает время излучательной рекомбинации [18], единственным объяснением наблюдаемого эффекта является гигантское увеличение сечения захвата фотовозбужденной дырки неравновесными электронами с верхнего спинового подуровня Ландау в условиях формирования ДКЭХ 1/3. Получается, что за время релаксации фотовозбужденных дырок в нижайшее состояние (100 пс) практически все дырки захватываются неравновесными электронами, а сила осциллятора оптического перехода электронов с верхнего спинового подуровня Ландау возрастает столь су-

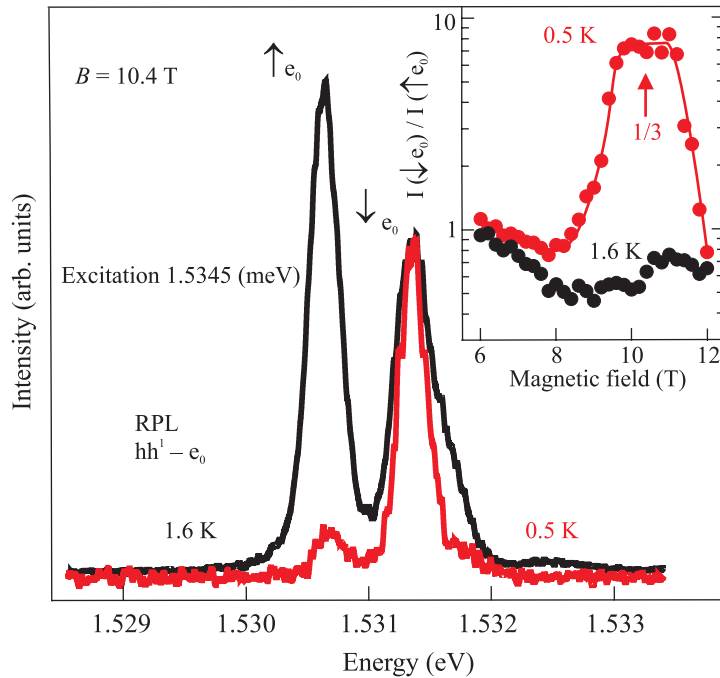


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры резонансной фотолюминесценции (RPL) в области формирования ДКЭХ $1/3$ при двух температурах 0.5 К (красные сплошные линии) и 1.6 К (черные сплошные линии), измеренные при резонансном возбуждении оптического перехода из размерноквантованной подзоны легких дырок. На вставке в логарифмическом масштабе показаны зависимости отношений амплитуд линий RPL для перехода с верхнего и нижнего спиновых подуровней нулевого уровня Ландау электронов от магнитного поля, измеренные при температурах 0.5 К (красные сплошные точки) и 1.6 К (черные сплошные точки). Сплошная линия проведена для удобства

щественно, что все связанные дырки успевают прокомбинировать за время релаксации в нижайшее состояние. Наблюдаемый эффект имеет универсальный характер; т.е. не зависит от энергии используемого резонанса для фотовозбуждения RPL (рис. 4). Данный результат неудивителен, так как в валентной зоне квантовой ямы только нижайшее состояние первой зоны тяжелых дырок является чистым по спину (мы не проводим здесь подробную классификацию состояний валентной зоны, что само по себе является серьезной проблемой, но находится в стороне от предмета статьи) [19]. Соответственно, резонансное возбуждение с участием любого из дырочных состояний легких или тяжелых дырок приводит к неравновесному заполнению верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау 2DES.

Необходимо отметить, что аналогичный результат получается при исследовании спектров фотолюминесценции “магнетофермионного конденсата” в режиме КЭХ на факторе заполнения 2 [10]. Увеличение интенсивности оптического перехода с верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау в условиях стационарного фотовозбуждения связывается, в этом случае, с бозонизацией 2DES и, как следствие,

возникновением когерентности в системе неравновесных бозонов (магнитоэкситонов) [20]. Аналогом “магнетофермионного конденсата” в ДКЭХ $1/3$ при резонансном фотовозбуждении может служить система неравновесных спиновых магнитоэкситонов (связанных состояний неравновесных электронов на верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау и какого-то количества квазидырок (возможно с дробным зарядом) под уровнем Ферми на нижнем спиновом подуровне). К сожалению, на данный момент нет строгого теоретического описания подобных связанных состояний, причем не известны даже их статистические свойства (являются ли они бозонами или энионами). Расчеты дисперсионных зависимостей обычных спиновых экситонов (связанных состояний одного электрона и одной дырки под уровнем Ферми электронов) в рамках одномодового приближения (SMA, *single mode approximation*) с учетом парной корреляционной функции Лафлиновской жидкости в ДКЭХ $1/3$ не позволяют надеяться на формирование спин-экситонного конденсата, так как физические свойства этих возбуждений на факторе заполнения $1/3$ мало отличаются от свойств спиновых экситонов на факторе заполнения 1 (в холлов-

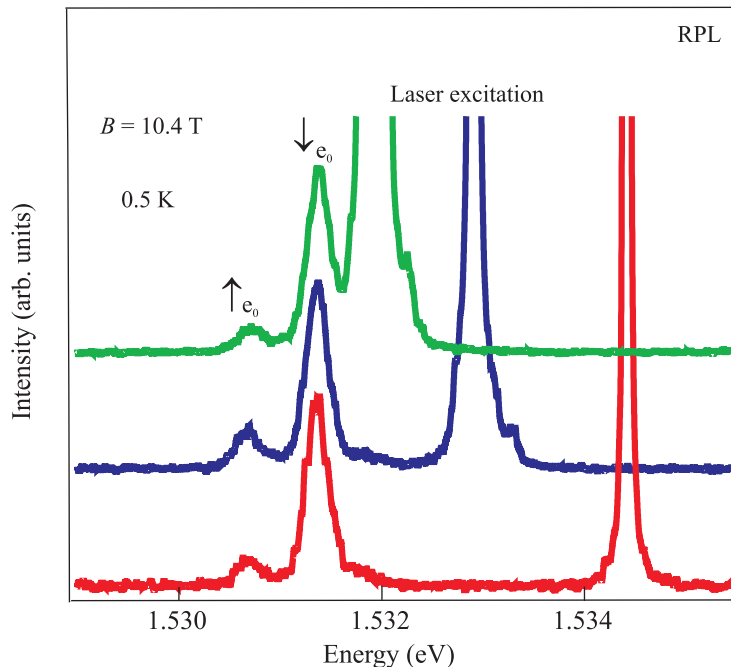


Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектры резонансной фотолуминесценции (RPL) в области формирования ДКЭХ $1/3$ (10.4 T), измеренные при температуре 0.5 K для трех различных энергий резонансного возбуждения, соответствующих разрешенным оптическим переходам из нижайших размерноквантованных подзон легких и тяжелых дырок

ском ферромагнетике) [21, 22]. Самое главное, что дисперсионные зависимости спиновых экситонов в холловском ферромагнетике и ДКЭХ $1/3$ достигают минимума при нулевом обобщенном импульсе, где их энергия равна одночастичной зеемановской энергии (следствие теоремы Лармора). Прямые измерения времен релаксации спиновых экситонов в основном состоянии для холловского ферромагнетика дают значения порядка 100 нс [23], что на три порядка величины меньше, чем требуется для формирования конденсата в условиях стационарного фотовозбуждения [10]. Численные же расчеты указывают на существование дополнительных спиновых магнитоэкситонов в ДКЭХ $1/3$ с дробным зарядом и минимумом дисперсионной зависимости на обратном межчастичном расстоянии [24]. Существование подобных “ротонных” минимумов на дисперсионной кривой неравновесных возбуждений – необходимое условие формирования конденсата магнитоэкситонов аналогичного “магнетофермионному конденсату” [25]. Вопрос о связи конденсата спиновых магнитоэкситонов с изменением интенсивности RPL в условиях формирования ДКЭХ $1/3$ будет изучаться в дальнейшем теоретически и экспериментально. Однако, вне зависимости от физической природы столь кардинальной модификации спектра RPL, сама эта модификация служит экспериментальным маркером

состояния ДКЭХ $1/3$, а методика RPL может рассматриваться в качестве нового инструмента зондирования объемных состояний ДКЭХ.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект # 18-12-00246. А. С. Журавлев благодарит Российский фонд фундаментальных исследований, грант #20-02-00230, за возможность использования приборного парка Центра Коллективного Пользования ИФТТ РАН. В. А. Кузнецов благодарит Российский фонд фундаментальных исследований, грант # 19-32-90192, за финансирование расходных материалов для экспериментальной установки и компьютерного оборудования.

1. R. B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. **50**, 1395 (1983).
2. J. K. Jain, Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1989).
3. B. I. Halperin, P. A. Lee, and N. Read, Phys. Rev. B **47**, 7312 (1993).
4. G. Moore and N. Read, Nucl. Phys. B **360**, 362 (1991).
5. M. M. Fogler, A. A. Kulakov, and B. I. Shklovskii, Phys. Rev. B **54**, 1853 (1996).
6. G. Murthy and R. Shankar, Rev. Mod. Phys. **75**, 1101 (2003).
7. H. Fu, Y. Wu, R. Zhang, J. Sun, P. Shan, P. Wang, Z. Zhu, L. N. Pfeier, K. W. West, H. Liu, X. C. Xie, and Xi Lin, Nat. Commun. **10**, 4351 (2019).

8. L. V. Kulik, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev, V. Umansky, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. Research* **2**, 033123 (2020).
9. R. R. Du, A. S. Yeh, H. L. Stormer, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3926 (1995).
10. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Nat. Commun.* **7**, 13499 (2016).
11. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, *ЖЭТФ* **78**, 1167 (1980) [I. V. Lerner and Y. E. Lozovik, *JETP* **51**, 588 (1980)].
12. V. M. Apalkov and E. I. Rashba, *Phys. Rev. B* **46**, 1628 (1992).
13. Л. В. Кулик, А. С. Журавлев, В. Е. Бисти, В. Е. Кирпичев, М. Н. Ханнанов, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **100**, 659 (2014) [L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, V. E. Bisti, V. E. Kirpichev, M. N. Khannanov, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **100**, 581 (2015)].
14. M. Byszewski, B. Chwalisz, D. K. Maude, M. L. Sadowski, M. Potemski, T. Saku, Y. Hirayama, S. Studenikin, D. G. Austing, A. S. Sachrajda, and P. Hawrylak, *Nature Phys.* **2**, 239 (2006).
15. A. S. Zhuravlev, V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik, V. E. Bisti, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 196802 (2016).
16. V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik, M. D. Velikanov, A. S. Zhuravlev, A. V. Gorbunov, S. Schmult, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **98**, 205303 (2018).
17. L. V. Kulik, K. Ovchinnikov, A. S. Zhuravlev, V. E. Bisti, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, *Phys. Rev. B* **85**, 113403 (2012).
18. Л. В. Кулик, А. И. Тартаковский, А. В. Ларионов, Е. С. Боровицкая, В. Д. Кулаковский, *ЖЭТФ* **112**, 353 (1997) [L. V. Kulik, A. I. Tartakovskii, A. V. Larionov, E. S. Borovitskaya, and V. D. Kulakovskii, *Sov. Phys. – JETP* **85**, 195 (1997)].
19. U. Ekenberg and M. Altarelli, *Phys. Rev. B* **32**, 3712 (1985).
20. L. V. Kulik, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev, A. V. Gorbunov, V. V. Solovyev, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Sci. Rep.* **8**, 10948 (2018).
21. J. P. Longo and C. Kallin, *Phys. Rev. B* **47**, 4429 (1993).
22. A. S. Zhuravlev, A. B. Van'kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Umansky, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **77**, 155404 (2008).
23. A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, L. V. Kulik, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **89**, 161301(R) (2014).
24. T. Chakraborty, P. Pietilainen, and F. C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 130 (1986).
25. А. С. Журавлев, В. А. Кузнецов, А. В. Горбунов, Л. В. Кулик, В. Б. Тимофеев, И. В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 260 (2019).