Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 7, с. 474 – 478

Резонансное отражение света в лафлиновском состоянии 1/3

А. С. Журавлев[+], *Л. В. Кулик*[+*], *Л. И. Мусина*[+1)], *Е. И. Белозеров*[+*], *А. А. Загитова*[+], *И. В. Кукушкин*[+]

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

[*]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 141700 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 августа 2021 г.
После переработки 1 сентября 2021 г.
Принята к публикации 2 сентября 2021 г.

Экспериментально исследованы температурные зависимости спектров резонансного отражения света от лафлиновской жидкости в дробном состоянии 1/3. Показано, что линии резонансного отражения света в условиях формирования дробного состояния имеют коллективную природу, а их энергии не подчиняются требованиям "скрытой симметрии". Из спектров резонансного отражения измерены энергии спиновых возбуждений в лафлиновской жидкости и результаты эксперимента сравнивались с результатами решения уравнения Шредингера для нескольких частиц.

DOI: 10.31857/S1234567821190058

Двумерные электронные системы в режиме дробного квантового эффекта Холла в последнее время являются объектом научного интереса в связи с тем, что сразу несколько исследовательских групп сообщили о прямом наблюдении в дробном состоянии 1/3 анионов – частиц с не бозевской и не фермиевской статистикой [1, 2]. Экспериментальные проявления анионной статистики были продемонстрированы в условиях холловского изолятора, когда объемные квазичастицы, для которых предсказываются нетривиальные статистические свойства, не вносят вклад в проводимость. При этом доказательство связи между транспортными свойствами дробных краевых состояний и объемных квазичастиц само по себе не является тривиальной задачей [3]. Тем не менее, несмотря на все возможные недостатки, именно магнитотранспортные эксперименты стали прорывом в исследовании квазичастиц, физика которых обсуждалась до сих пор только гипотетически [4].

Проблема с изучением нейтральных возбуждений в объеме дробных квантовых холловских изоляторов (анионных комплексов) более сложна. Такие возбуждения не активны в магнитотранспортных экспериментах, поэтому единственный способ исследования их физических свойств – оптические методы. Однако на пути экспериментаторов встают столь значительные трудности, что оказывается необходимым полностью пересмотреть современные подходы к исследованию нейтральных возбуждений в двумерных системах [5]. Связано это с тем, что в дробных состояниях оптические переходы с рождением нейтральных возбуждений (за исключением спинового экситона) являются дипольно запрещенными. Исследование же спинового экситона (SE) с помощью стандартных ЭПР методик является малоинформативным из-за теоремы Лармора (рождение спинового экситона с нулевым импульсом не приводит к изменению кулоновской энергии электронной системы).

Наиболее интересными с экспериментальной точки зрения нейтральными возбуждениями являются магнитогравитоны (MG) [6]. По существу, никаких других нейтральных возбуждений при нулевом обобщенном импульсе не предсказывается ни аналитически, ни путем точного решения уравнения Шредингера для системы из нескольких электронов. Вероятно, магнитогравитон – одно из наиболее сложно устроенных в современной физике возбуждений, аналитическое описание которого было получено совсем недавно [6]. Рождение магнитогравитона не может быть представлено в стандартных терминах формирования двухчастичных электрон-дырочных комплексов, состоящих из возбужденного квазиэлектрона над уровнем Ферми и квазидырки под уровнем Ферми. Их принято описывать на языке возмущений некоторой специальной "метрики", введенной для системы черн-саймоновских композитных бозонов [6]. Упрощенно, можно представить магнитогравитоны, как попарно связанные "магниторотоны" с нулевым суммарным обобщенным импульсом и полным моментом вращения 2. Естественно, что с помощью дипольно разрешенных оптических переходов создать подобные возбуждения невозможно. Однако, используя сложные промежуточные состояния в валентной зоне AlGaAs/GaAs гетероструктур, авторам статьи

1)e-mail: musina.li@phystech.edu

удалось не только сформировать макроскопический ансамбль нейтральных возбуждений (предположительно магнитогравитонов со спином 1 (SMG)), но и исследовать его статистические свойства с помощью фотоиндуцированного резонансного отражения [7].

В представленной работе мы исследуем особенности низкотемпературного (>0.1 K) резонансного отражения в AlGaAs/GaAs гетероструктурах и показываем, что основные линии резонансного отражения в дробном состоянии 1/3 соответствуют не одночастичным оптическим переходам, а коллективным переходам с рождением и уничтожением нейтральных возбуждений в электронной системе. Фактически, резонансное отражение в этом случае следует рассматривать аналогично двухчастичному рамановскому процессу с сохранением энергии и импульса возбуждающего и рассеиваемого фотонов.

Для исследований была использована узкая высококачественная гетероструктура с одиночной квантовой ямой GaAs/AlGaAs шириной 19 нм, с концентрацией электронов в двумерном канале 0.84×10^{11} см$^{-2}$ и подвижностью более $3.5 \cdot 10^7$ см^2/В $\cdot$ с, транспортные и оптические свойства которой были подробно исследованы в статье [8]. Гетероструктура помещалась в криостат растворения со сверхпроводящим соленоидом. Оптические измерения проводились в диапазоне температур 0.1–1.5 К и магнитных полей 0–14 Тл с использованием двухсветоводной методики. Один световод служил для резонансного и нерезонансного возбуждения двумерной системы, а второй – для сбора сигналов резонансного отражения и фотолюминесценции от образца и их передачи на входную щель решеточного спектрометра, оборудованного охлаждаемой ПЗС камерой. Факторы заполнения электронов в условиях стационарного фотовозбуждения контролировалась с помощью упрощенного варианта методики фотолюминесценции, предложенной для исследования дробных состояний КЭХ [8].

Известно, что низкотемпературные спектры нерезонансной фотолюминесценции с энергией лазерного возбуждения выше энергии оптических переходов с первого уровня Ландау электронов в валентную зону квантовой ямы связаны с рекомбинацией трехчастичных комплексов, состоящих из неравновесных электронов на нижайшем по энергии спиновом подуровне первого уровня Ландау электронов и двух дырок, одна из которых находится в валентной зоне, а вторая – под уровнем Ферми электронов [9, 10]. Чем выше магнитное поле, тем медленнее релаксация фотовозбужденных электронов, и тем больше наблюдается вкладов в спектры нерезонансной фотолюминесценции от трехчастичных состояний. Именно по этой причине нерезонансная низкотемпературная фотолюминесценция не применима для определения дробных факторов заполнения электронной системы. Однако можно использовать несколько упрощенный по сравнению с резонансной фотолюминесценцией (довольно трудоемкой методикой) экспериментальный метод определения фактора заполнения 1/3. Оказывается, что температура разрушения дробного состояния 1/3 в диапазоне магнитных полей 8–12 Тл составляет порядка 1 К, а температура, при которой исчезает фотолюминесценция трехчастичных комплексов лежит в диапазоне до 0.8 К. Поэтому при температуре в диапазоне от 0.8 до 1.0 К нерезонансная фотолюминесценция не отличается от резонансной и может, таким образом, служить оптическим индикатором дробного состояния 1/3 (рис. 1).

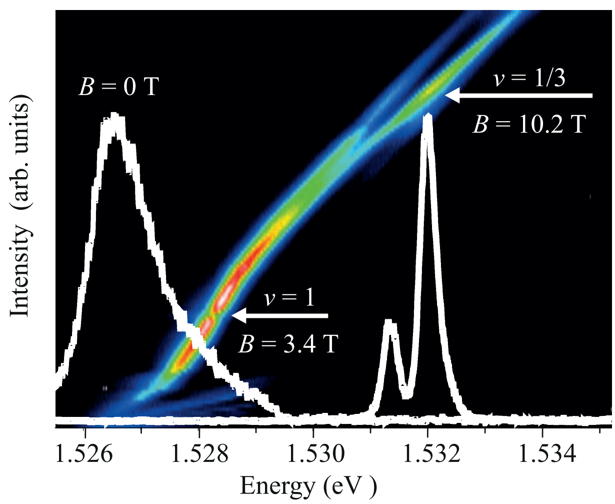

Рис. 1. (Цветной онлайн) Динамика спектров нерезонансной фотолюминесценции двумерной электронной системы от магнитного поля в диапазоне магнитных полей 0–12 Тл, измеренная при температуре 0.8 К (амплитуда линий фотолюминесценции показана псевдоцветом). Стрелками указаны факторы заполнения, определенные из спектров фотолюминесценции. Белыми сплошными линиями показаны примеры спектров фотолюминесценции электронной системы при 0 и 10.2 Тл (лафлиновское состояние 1/3)

Основным экспериментальным результатом работы является температурная зависимость спектра резонансного отражения света на факторе заполнения 1/3. Суть оптической методики резонансного отражения заключается в упругом рассеянии назад фотонов, полученных от перестраиваемого по длине волны лазерного источника излучения. Изменяя длину волны излучения источника фотонов и регистрируя амплитуду рассеянного излучения, можно изучать эффективность различных каналов упругого рассеяния света от двумерной электронной системы в зависимости от энергии рассеиваемых фотонов. В работе [11] впервые сообщалось о наблюдении в гетероструктуре AlGaAs/GaAs с двумерной электронной системой в дробном состоянии 1/3 линии резонансного отражения, энергия которой не соответствовала особенностям в двухчастичной плотности состояний возбужденной электрон-дырочной системы, состоящим из дырки в валентной зоне и возбужденному электрону в зоне проводимости гетероструктуры. Причем новая линия наблюдалась только при формировании дробного состояния 1/3. Учитывая выполнение практически всех условий "скрытой симметрии" [12, 13] для исследуемой квантовой ямы, появление новой линии не находило разумного, подтвержденного теорией, объяснения.

Из представленной в данной работе температурной зависимости спектров резонансного отражения света вытекает, что появление аномальных линий при формировании лафлиновской жидкости 1/3 – общая тенденция. В противоречие с существующими теориями оптических переходов в квантовом пределе (в том числе и с утверждениями, следующими из требований "скрытой симметрии" [13]) двухчастичные (экситонные) оптические переходы из валентной зоны гетероструктур AlGaAs/GaAs в зону проводимости с нулевым импульсом отдачи оказываются подавлены по сравнению с коллективными переходами, включающими в себя рождение и уничтожение промежуточных нейтральных возбуждений. Причем, как только состояние 1/3 разрушается температурными флуктуациями, в спектре отражения начинают доминировать именно двухчастичные переходы (рис. 2, 3). Следует отметить, что подавляются двухчастичные переходы только в спектрах резонансного отражения. Если каким-то образом удается создать дырку на нулевом уровне Ландау тяжелых дырок, то электроны из основного состояния 1/3 рекомбинируют с этой дыркой, и требование "скрытой симметрии" удовлетворяется (энергии линий фотолюминесценции с нулевого уровня Ландау электронов на нулевой уровень Ландау тяжелых дырок не изменяются с формированием или разрушением дробного состояния 1/3) (рис. 2). Таким образом, резонансное отражение является методикой прямого измерения энергий возбуждений с нулевым обобщенным импульсом в дробном состоянии 1/3. Величина энергии определенного возбуждения может быть найдена из разности энергий линий резонансного отражения при низкой температуре, когда сформировано состояние 1/3, и при температуре, когда дробное состояние 1/3 разрушено (рис. 2).

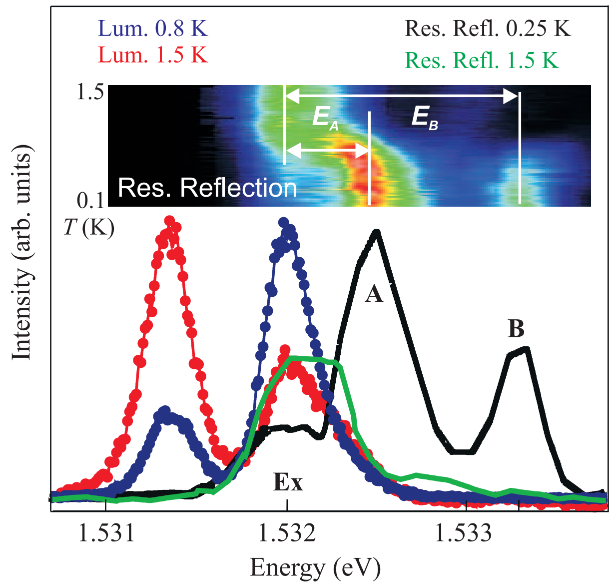

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры резонансного отражения света (сплошные линии) и нерезонансной фотолюминесценции (точки), измеренные при двух температурах, как указано на рисунке. На вставке показана экспериментальная зависимость спектров резонансного отражения в диапазоне температур 0.1–1.5 K (шкала температур нелинейная). Шкала энергий на вставке соответствует шкале энергий основного рисунка

Для сравнения измеряемых энергий коллективных возбуждений с теоретическими расчетами, было проведено численное решение уравнения Шредингера для системы из 8, 9 и 10 электронов в состоянии 1/3 на плоскости с периодическими граничными условиями (подробности расчета представлены в статьях [7, 14, 15]) (рис. 3). В силу особенностей резонансного отражения в квантовом пределе, интересными для анализа являются возбуждения с изменением полного спинового квантового числа электронной системы. Это связано с тем, что любые (коллективные или двухчастичные) оптические переходы без изменения спина электронной системы в спектре резонансного отражения не активны вплоть до температур, при которых начинается макроскопическое заполнение верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау электронов. Этот результат воспроизводится в спектрах резонансного отражения не только для дробного состояния 1/3, но и для всех нецелочисленных заполнений нулевого уровня Ландау при $\nu < 2/3$. Более того, данный результат справедлив и для резонансного рэлеевского рассеяния света (экс-

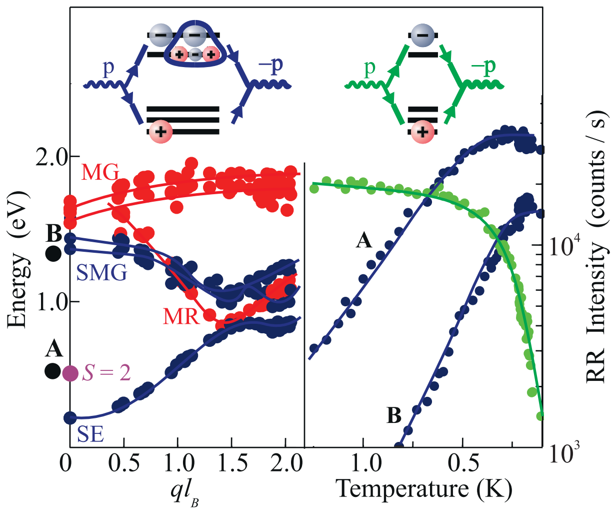

Рис. 3. (Цветной онлайн) Слева, теоретический расчет дисперсионных зависимостей трех нижайших ветвей зарядовых (спин 0 – красные точки) и спиновых (спин 1 – синие точки) возбуждений в лафлиновском состоянии 1/3 в электронной системе с параметрами ограничивающего потенциала квантовой ямы, используемой в эксперименте. Магнитное поле, как и в эксперименте, составляет 10.2 Тл. Пурпурным цветом указана энергия нижайшего спинового возбуждения со спином 2. Черные точки – эксперимент. Справа, синими точками показаны температурные зависимости интенсивностей коллективных линий резонансного отражения света (A и B), а зелеными – интенсивность двухчастичной линии (Ex). На иллюстрации схематически показаны коллективные и двухчастичные процессы резонансного отражения света. (Подробности см. в тексте статьи)

периментальной методики, наиболее близкой по физическому содержанию к резонансному отражению) [16]. По видимому, при формировании дробных состояний возникают дополнительные правила отбора, которым спектры резонансного отражения и резонансного рэлеевского рассеяния света не удовлетворяют, несмотря на то, что такие правила отбора не предсказываются теоретически [17].

В спектре низкотемпературного резонансного отражения наблюдаются две основные линии, одна из которых (B), по всей видимости, связана с рождением и уничтожением спинового магнитогравитона (SMG) – связанного комплекса из двух магниторотонов со спином 0 и 1 [7]. Однако природа основной линии (A) остается открытой. Ее энергия не соответствует особенностям в двухчастичной плотности электрон-дырочных (экситонных) состояний в квантовой яме, что предполагает коллективный характер процесса резонансного отражения, связанного с этой линией. В отличие от линии B, которая исчезает из спектра резонансного отражения при разрушении дробного состояния 1/3, энергия линии A испытывает пороговый красный сдвиг в этом случае. Подобное поведение может быть объяснено “перетеканием” спектрального веса от коллективной линии A к двухчастичной линии (Ex) в спектре резонансного отражения света при разрушении состояния 1/3. Проблема идентификации линии A состоит в том, что ее энергия не соответствует оптическим переходам с рождением возбуждений в электронной системе со спином 0 или 1, а единственным возможным кандидатом на роль коллективного возбуждения с энергией, детектируемой в эксперименте, выступает нижайшее по энергии возбуждение со спином 2 (рис. 3). Причина появления нейтральных возбуждений со спином 2 в процессе резонансного отражения света является открытым вопросом, однако экспериментальное формирование коллектива нейтральных SMG возбуждений [7] дает основание полагать, что из-за сложной валентной зоны в квантовых ямах AlGaAs/GaAs, рождение подобных нейтральных возбуждений вполне вероятно.

В заключение, были исследованы спектры низкотемпературного резонансного отражения света от двумерной электронной системы в условиях формирования дробного состояния 1/3. Показано, что основные линии в спектрах резонансного отражения света не соответствуют особенностям в двучхастичной плотности состояний возбужденной электрон-дырочной системы, а связаны с рождением и уничтожением нейтральных возбуждений в двумерной системе. Диаграмма справа рис. 3 демонстрирует стандартный (двухчастичный) процесс резонансного отражения света: i) поглощение фотона с импульсом **p**, направленного вдоль направления роста квантовой ямы; ii) рождение электрон-дырочной пары, состоящей из дырки в валентной зоне и электрона на верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау зоны проводимости кватовой ямы; iii) рекомбинации фотовозбужденной электрон-дырочной пары с образованием фотона с импульсом **p** вследствие нарушения трансляционной симметрии в направлении роста квантовой ямы. Диаграмма слева рис. 3 демонстрирует нестандартный (коллективный) процесс резонансного отражения света: i) поглощение фотона с импульсом **p**; ii) рождение возбуждения в двумерной электроннолй системе, состоящего из фотовозбужденной электрон-дырочной пары и нейтрального возбуждения в лафлиновской жидкости; iii) рекомбинация валентной дырки с одновременным уничтожением возбуждения в электронной системе и рождение фотона с импульсом −**p**.

Таким образом, резонансное отражение света в дробном состоянии 1/3 является аналогом рамановского процесса с рождением и уничтожением нейтральных возбуждений в промежуточных состояниях рассеяния. Сравнивая результаты эксперимента с точным решением уравнения Шредингера для нескольких частиц в состоянии 1/3, можно прийти к выводу, что наблюдаемые в эксперименте линии резонансного отражения света связаны с рождением магнитогравитона со спином 1 и нижайшего по энергии возбуждения со спином 2. Возможность рождения и уничтожения таких возбуждений в процессе резонансного отражения света необходимо доказывать теоретически, учитывая сложные промежуточные дырочные состояния на уровнях Ландау тяжелых и легких дырок. Авторы надеются, что их экспериментальная работа будет стимулировать теоретические исследования в этом направлении. Необходимо также отметить важное экспериментальное наблюдение: двухчастичные (экситонные) оптические переходы оказываются сильно подавленными по сравнению с гораздо более сложными коллективными переходами, включающими в себя рождение и уничтожение промежуточных нейтральных возбуждений. Этот факт противоречит существующей теории оптических переходов в дробном состоянии 1/3 [14], в которой предсказано, что весь спектральный вес оптических переходов должен быть сосредоточен именно в двухчастичных (экситонных) переходах при условии того, что выполняется соотношение $h/l\_B < 1$, где h – расстояние в реальном пространстве между электроном и дыркой в направлении роста гетероструктуры, а l_B – магнитная длина в состоянии 1/3 [14]. В нашем случае h на порядок величины меньше магнитной длины (из решения одномерного уравнения Шредингера для электронов и дырок в направлении роста гетероструктуры с квантовой ямой величина h составляет порядка 1 нм). Подавление экситонных переходов, вероятно, связано с несжимаемостью основного состояния 1/3 (невозможно вставить нейтральный дефект, состоящий из возбужденного электрона и валентной дырки в несжимаемую лафлиновскую жидкость). Необходимо сначала перевести электронную систему в возбужденное состояние (сделать электронную систему сжимаемой) и только после этого создавать нейтральный дефект.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект # 18-12-00246.

1. H. Bartolomei, M. Kumar, R. Bisognin, A. Marguerite, J.-M. Berroir, E. Bocquillon, B. Plaçais, A.Cavanna, Q. Dong, U. Gennser, Y. Jin, and G. Féve, Science **368**, 173 (2020).
2. J. Nakamura, S. Liang, G. C. Gardner, and M. J. Manfra, Nature Phys. **16**, 931 (2020).
3. X. G. Wen, Mod. Phys. Lett. B **5**, 31 (1991).
4. A. Lerda, *Anyons: quantum mechanics of particles with fractional statistics*, Springer-Verlag, Berlin (1992).
5. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. W. Scarola, V. Umansky, and K. von Klitzing, Science **324**, 1044 (2009).
6. F. D. M. Haldane, Phys. Rev. Lett. **107**, 116801 (2011).
7. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, L. Musina, E. I. Belozerov, A. B. Van'kov, O. B. Volkov, A. Zagitova, I. V. Kukushkin, and V. Umansky, DOI:10.21203/rs.3.rs-495107/v1.
8. Л. В. Кулик, А. С. Журавлев, Е. И. Белозеров, В. А. Кузнецов, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **112**, 516 (2020).
9. 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).
10. 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).
11. Л. В. Кулик, А. С. Журавлев, В. Е. Бисти, В. Е. Кирпичев, М. Н. Ханнанов, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **100**, 659 (2014) [JETP Lett. **100**, 581 (2015)].
12. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, ЖЭТФ **78**, 1167 (1980) [I. V. Lerner and Y. E. Lozovik, JETP **51**, 588 (1980)].
13. V. M. Apalkov and E. I. Rashba, Phys. Rev. B **46**, 1628 (1992).
14. F. D. M. Haldane, Phys. Rev. Lett. **55**, 2095 (1985).
15. D. Yoshioka, Phys. Rev. B **29**, 6833 (1984).
16. В. Е. Бисти, Л. В. Кулик, А. С. Журавлев, А. О. Шабля, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **98**, 877 (2013) [JETP Lett. **98**, 778 (2014)].
17. V. M. Apalkov, F. G. Pikus, and E. I. Rashba, Phys. Rev. B **52**, 6111 (1995).