

Резонансное отражение света от лафлиновской жидкости $\nu = 1/3$

Л. В. Кулик, А. С. Журавлев, В. Е. Бисти¹⁾, В. Е. Кирпичев, М. Н. Ханнанов, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 30 сентября 2014 г.

Исследовано резонансное отражение света двумерной электронной системой в сильном магнитном поле в ультраквантовом пределе. Обнаружена линия, связанная с формированием в электронной системе лафлиновской жидкости. Аналогичных спектральных особенностей не наблюдается ни в спектрах фотолюминесценции, ни в спектрах резонансного рэлеевского рассеяния.

DOI: 10.7868/S0370274X14210097

Лафлиновским несжимаемым жидкостям [1], формирующимся в условиях дробного квантового эффекта Холла, посвящено огромное количество научных публикаций (см., например, обзор [2]). Если оценивать степень внимания научного сообщества к данной тематике, то сравнение допустимо только с явлениями сверхпроводимости и сверхтекучести. Лафлиновские состояния наблюдаются не только в высокоподвижных GaAs/AlGaAs квантовых ямах и гетеропереходах, но и в сравнительно новых двумерных объектах, таких, как графен [3] и гетеропереходы на основе оксидов ZnO/MgZnO [4]. Несмотря на существенно различные характеристики этих объектов (диэлектрическая проницаемость и массы носителей), свойства лафлиновских состояний оказываются универсальными, слабо чувствительными к особенностям рассматриваемых систем.

Основным методом исследования лафлиновских жидкостей является магнитотранспорт, что связано с рядом симметричных ограничений, фактически запрещающих использование для этих целей других методик. Например, теоремы Кона и Лармора ограничивают применимость таких мощных экспериментальных методов, как циклотронный резонанс (ЦР) и электронный спиновый резонанс (ЭСР). Проводя спектроскопию инфракрасного поглощения в комбинации с формированием решетки поверхностных акустических волн (ПАВ), симметричные ограничения можно ослабить. Однако подобный подход требует существенных методических усилий, что, в свою очередь, ограничивает применимость ЦР и ЭСР в модулированных ПАВ-структурах [5].

Потенциал использования оптических методик, таких, как фотолюминесценция, поглощение, фотовозбуждение и отражение, тоже ограничен. Для оп-

тических переходов с нулевыми импульсами передачи существует так называемая скрытая симметрия [6, 7], которая делает оптические спектры нечувствительными к вариациям основного состояния двумерной системы в магнитном поле. Основные требования к системе со скрытой симметрией следующие: 1) наличие зарядовой симметрии, при которой потенциалы взаимодействия электронов и дырок равны между собой по величине ($V_{ee} = V_{hh} = -V_{eh}$, где e и h – электроны зоны проводимости и дырки валентной зоны соответственно); 2) нахождение электронной системы в квантовом пределе $\nu \leq 2$; 3) пренебрежение смешиванием уровней Ландау [7].

Первое условие нарушается в широких квантовых ямах с односторонним легированием и в двухслойных системах, когда слой электронов пространственно отделяется от слоя фотовозбужденных дырок и, как следствие, профили огибающих волновых функций электронов и дырок в направлении роста гетероструктур сдвигаются в координатном пространстве друг относительно друга. Даже в этом случае энергии оптических переходов слабо зависят от изменения основного состояния электронной системы [8]. Что касается узких квантовых ям GaAs/AlGaAs с ширинами, меньшими 20 нм, профиль огибающих волновых функций носителей в которых задается главным образом не электрическим полем со стороны легирующих примесей, а квантующим потенциалом, то условие 1 для них можно считать выполненным. Менее очевидной является выполнимость условия 1 в плоскости квантовых ям из-за сложной структуры уровней Ландау валентной зоны GaAs.

Условие 2 представляет собой формальное утверждение о концентрации носителей, которое практически всегда может быть справедливым. Ситуация же с условием 3 не столь однозначна. Обычно в теоретических моделях, описывающих оптические пере-

¹⁾e-mail: bisti@issp.ac.ru

ходы в ультраквантовом пределе, учитываются энергетические вклады первого порядка малости по отношению кулоновской энергии к циклотронной. Такой подход предполагает, что вышележащие уровни Ландау при расчете энергий оптических переходов не учитываются. Электронные корреляции, связанные с формированием лафлиновских жидкостей в основном состоянии, включаются в рамках одномодового приближения, которое также не учитывает вышележащие уровни Ландау, т.е. условие 3 априори считается выполненным [9–11].

Хотя при теоретических оценках оптических спектров двумерных систем условием 3 обычно пренебрегают, в экспериментально реализуемых системах такое пренебрежение неправомерно. С помощью неупругого рассеяния света были измерены кулоновские поправки второго порядка малости к энергии циклотронных магнитоэкситонов. Оказалось, что эти поправки значительны. Они приводят к расщеплению магнитоэкситонных состояний, энергии которых считались вырожденными [12]. Можно было бы ожидать аналогичных результатов и для оптических переходов из валентной зоны в зону проводимости. Однако наблюдаемые до сих пор особенности в оптических спектрах объяснялись эффектами локализации дырок (нарушением трансляционной инвариантности магнитоэкситонов), оже-процессами, связанными с рождением внутриуровневых магнитоплазмонов и магниторотонов, а также влиянием на спектры барьерных примесей [8, 13]. Теоретическое рассмотрение процессов резонансного отражения с участием делокализованных носителей как в приближении Хартри–Фока, так и в одномодовом приближении в полном соответствии с условиями скрытой симметрии дает одинаковый тривиальный результат: энергии оптических переходов из валентной зоны в зону проводимости в случае очень малых импульсов не зависят ни от фактора заполнения электронной системы, ни от электронных корреляций в основном состоянии электронной системы, связанных с формированием лафлиновских жидкостей [11].

Вопреки существующим теоретическим представлениям, мы впервые выделяем в спектрах отражения двумерной электронной системы линию лафлиновской жидкости. Соответственно условие 2 для наличия скрытой симметрии автоматически выполняется. Линия наблюдается в симметричной электронной системе (частично выполнено условие 1 для наличия скрытой симметрии) при нулевом импульсе передачи в трансляционно инвариантной системе (отражение). Новая линия сдвинута в фиолетовую область спек-

тра. Величина сдвига может быть интерпретирована как транспортная кулоновская щель, необходимая для создания нейтрального дефекта в несжимаемой лафлиновской жидкости.

Чтобы обеспечить выполнимость условия 1, была выбрана нелегированная высококачественная узкая симметричная квантовая яма шириной 17 нм. При кратковременной засветке надбарьерным возбуждением в яме формировался электронный канал с концентрацией $8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью на уровне $7 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Образец помещался в откачиваемый резервуар с жидким ^3He , который, в свою очередь, опускался в криостат со сверхпроводящим соленоидом. Оптические измерения проводились с использованием двухсветоводной методики: один световод служил для фотовозбуждения, другой – для сбора излучения от образца и передачи его на входную щель спектрометра. В качестве источника света был выбран перестраиваемый по длине волны непрерывный лазер с узкой спектральной шириной линии излучения (20 МГц), что позволяло использовать его для резонансного возбуждения электронной системы. При измерении спектров отражения геометрия эксперимента выбиралась таким образом, чтобы ось зеркально отраженного светового пучка совпадала с осью принимающего световода. Для подавления паразитного отражения от поверхности образца применялись скрещенные линейные поляризаторы, установленные между образцом и торцами накачивающего и собирающего световодов.

Характерные спектры отражения при двух температурах в области магнитных полей, в которой формируется лафлиновская жидкость, приведены на рис. 1. Такой спектр состоит из двух главных линий. Интенсивность одной из них слабозаметна к температуре электронной системы. Вторая, более высокоэнергетическая линия исчезает из спектра уже при температуре 1.6 К. Низкоэнергетическая линия соответствует оптическому переходу на верхний незаполненный спиновый подуровень нулевого уровня Ландау электронов с нулевого уровня Ландау валентной зоны тяжелых дырок. Именно эта линия доминирует в спектрах отражения двумерной системы в ультраквантовом пределе $\nu < 1$. Сила осциллятора оптического перехода, соответствующего низкоэнергетической линии, демонстрирует рост с магнитным полем, что связано с увеличением плотности состояний на нулевом уровне Ландау. При этом наблюдаются осцилляции интенсивности на факторе заполнения $\nu = 1$ вследствие перераспределения электронов между двумя спиновыми подуровнями и вследствие перехода основного состояния в изолирующую

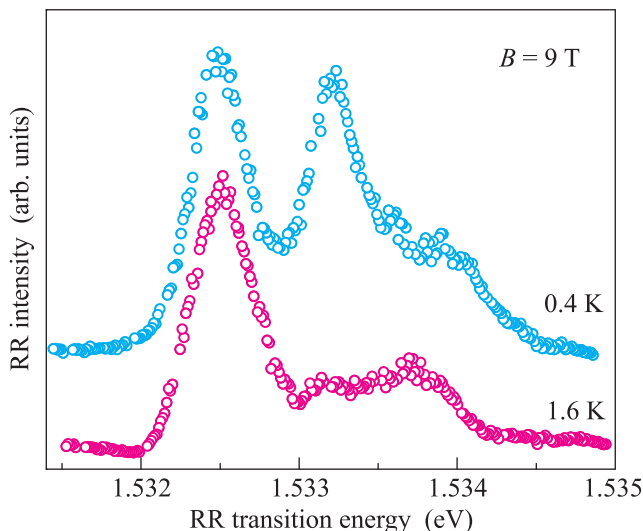


Рис. 1. Резонансное отражение, связанное с оптическими переходами с нулевого уровня Ландау зоны тяжелых дырок на верхний спиновый подуровень нулевого уровня Ландау зоны проводимости, в области формирования лафлиновской жидкости при двух различных температурах бани (0.4 и 1.6 K)

фазу [14]. Напротив, в спектре фотолуминесценции (рис. 2) доминируют переходы с нижнего заполнен-

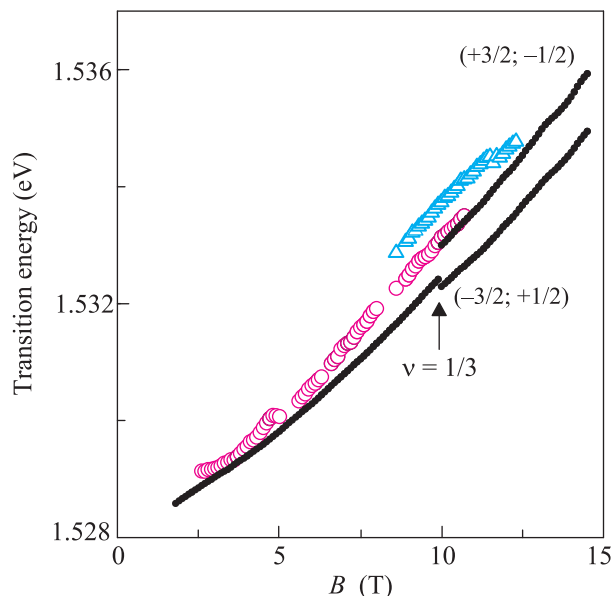


Рис. 2. Энергии оптических переходов с нулевого уровня Ландау валентной зоны на верхний спиновый подуровень нулевого уровня Ландау зоны проводимости в зависимости от магнитного поля (открытые кружки и треугольники). Для сравнения приведены энергии линий фотолуминесценции (точки)

ного спинового подуровня электронов. Энергии линий отражения и фотолуминесценции, соответству-

ющие одному и тому же оптическому переходу, почти совпадают (рис. 2), что свидетельствует о высоком качестве двумерной системы (малый штарковский сдвиг). Наиболее интересным является поведение высокоэнергетической линии в спектре отражения (см. рис. 1). Кроме того, что ее интенсивность чрезвычайно чувствительна к температуре электронной системы (наблюдается ниже температуры разрушения лафлиновской жидкости), в области формирования лафлиновской жидкости ($\nu = 1/3$) происходит перераспределение силы осциллятора оптического перехода между двумя линиями: низкоэнергетической, совпадающей с фотолуминесценцией электронов на верхнем спиновом подуровне Ландау, и высокоэнергетической, смещенной в фиолетовую область спектра на 0.7 мэВ. Максимум интенсивности высокоэнергетической линии и минимум интенсивности низкоэнергетической достигаются при факторе заполнения $\nu = 1/3$ (рис. 3). Естественно пред-

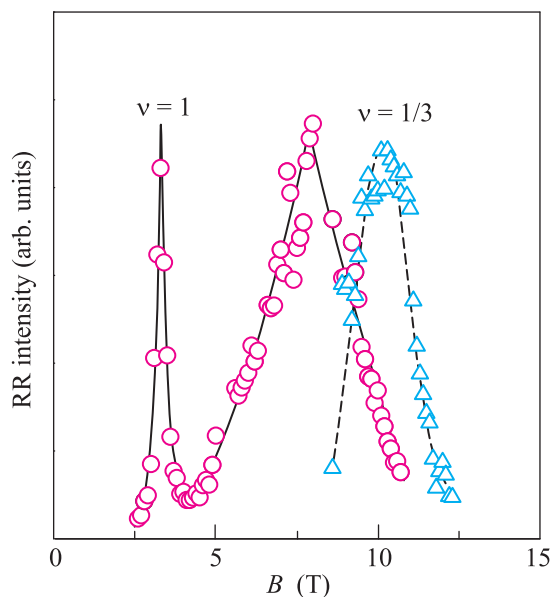


Рис. 3. Интенсивность резонансного отражения, связанного с оптическими переходами с нулевого уровня Ландау валентной зоны на верхний спиновый подуровень нулевого уровня Ландау зоны проводимости, в зависимости от магнитного поля. Треугольники (кружки) – интенсивность линии оптического перехода из областей, в которых лафлиновская жидкость формируется (не формируется). Линии проведены для удобства восприятия

положить, что высокоэнергетическая линия связана с формированием лафлиновской жидкости в основном состоянии двумерной электронной системы. Действительно, когда с помощью методики фотообеднения изменялось магнитное поле, при котором

достигался фактор заполнения $\nu = 1/3$, максимум интенсивности высокоэнергетической линии сдвигался в магнитном поле, следуя за фактором заполнения $\nu = 1/3$. Таким образом, можно считать доказанным, что в спектре отражения, тестирующем электронные состояния, делокализованные на длине волны света, появляется спектральная особенность, связанная с лафлиновской жидкостью.

Возможно, что появление новой линии связано с нарушением в плоскости квантовой ямы условия 1. В отражении наиболее интенсивны процессы виртуального рождения экситона, состоящего из электрона на верхнем полностью свободном спиновом подуровне нулевого уровня Ландау с $S_z = -1/2$ и дырки с $S_z = 3/2$ на нулевом уровне Ландау тяжелых дырок. Люминесценции же соответствует процесс рекомбинации экситона, состоящего из электрона с частично заполненного спинового подуровня $S_z = 1/2$ и дырки с $S_z = -3/2$. Дырочная зона в GaAs есть зона p -типа с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Для дырок со спином $\mathbf{S} = 3/2$ волновая функция в магнитном поле в базисе $(S_z = 3/2, 1/2, -1/2, -3/2)$ имеет вид $(\psi_{1n}(z)u_{n-3}, \psi_{2n}(z)u_{n-2}, \psi_{3n}(z)u_{n-1}, \psi_{4n}(z)u_n)$, где $u_n(x, y)$ – функции гармонического осциллятора [15–17]. Для дырки с $S_z = -3/2$ на нулевом уровне Ландау $n = 0$. Это состояние, чистое по проекции спина: $\Psi_{0,-3/2} = (0, 0, 0, \psi_{4,0}(z)u_0)$. Для дырки с $S_z = 3/2$, активной в отражении, нижайшее состояние соответствует $n = 3$, $\Psi_{0,3/2} = (\psi_{1,3}(z)u_0, \psi_{2,3n}(z)u_1, \psi_{3,3}(z)u_2, \psi_{4,3}(z)u_3)$. При небольших магнитных полях компонента с $S_z = 3/2$ преобладает (почти чистое состояние). Однако с ростом магнитного поля уровни Ландау легких и тяжелых дырок сближаются и вес компонент с $S_z = \pm 1/2$ растет [18]. Поскольку состояние дырки в валентной зоне является многокомпонентным, электрон-электронное и электрон-дырочное взаимодействия не совпадают, т.е. условие 1 не выполняется. Таким образом, изменение основного состояния электронной системы может влиять на спектр отражения.

Наблюдаемые в случае снятия запретов, налагаемых скрытой симметрией, результаты могут быть объяснены следующим образом. Пока фактор заполнения $\nu \neq 1/3$ ($\nu < 1$), система электронов неупорядочена. Из-за наличия свободных мест энергия экситона определяется главным образом взаимодействием возбужденного электрона и дырки в валентной зоне. При $\nu = 1/3$ образуется несжимаемая лафлиновская жидкость. Появление дополнительного электрона и дырки в валентной зоне следует рассматри-

вать как возникновение нейтрального дефекта, которое сопровождается рождением надщелевых возбуждений лафлиновской жидкости. Соответственно наблюдаемый фиолетовый сдвиг можно связать с рождением трех отрицательно заряженных лафлиновских квазичастиц и нейтрализующих их квазидырок. Измеренная величина 0.7 мэВ выглядит вполне разумной для утроенной величины кулоновской щели в лафлиновской жидкости. Интересно, что в резонансном рэлеевском рассеянии в тех же экспериментальных условиях новой линии не наблюдается [19]. Это можно объяснить тем, что рэлеевское рассеяние тестирует локализованные электронные состояния с длиной локализации, много меньшей длины волны света, которые не участвуют в формировании лафлиновских состояний.

Наблюдение в спектре резонансного отражения двумерной электронной системы отдельной линии Лафлиновской жидкости, помимо научной составляющей, имеет существенное методическое значение. Появляется непосредственная возможность оптического зондирования несжимаемых жидкостей в трансляционно-симметричной двумерной системе (чего до сих пор не удавалось сделать оптическими методиками и методами циклотронного и спинового резонанса), а также возможность изучения с помощью время-разрешенных оптических методов динамики релаксации спиновых и зарядовых возбуждений в лафлиновских несжимаемых жидкостях аналогично тому, как это было сделано в работе [20]. Заметим также, что приведенные в статье соображения описывают лишь один возможный сценарий возникновения в спектре отражения двумерной системы линии лафлиновской жидкости и не исключают альтернативных интерпретаций.

Работа поддержана РФФИ.

1. H. B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. **50**, 1395 (1983).
2. *Perspectives in Quantum Hall Effect*, ed. by S. Das Sarma and A. Pinczuk, Wiley, N.Y. (1997).
3. K. I. Bolotin, F. Ghahari, M. D. Shulman, H. L. Stormer, and P. Kim, Nature **462**, 196 (2009).
4. A. Tsukazaki, S. Akasaka, K. Nakahara, Y. Ohno, H. Ohno, D. Maryenko, A. Ohtomo, and M. Kawasaki, Nat. Mat. **9**, 889 (2010).
5. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. W. Scarola, V. Umansky, and K. von Klitzing, Science **324**, 1044 (2009).
6. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, ЖЭТФ **78**, 1167 (1980) [I. V. Lerner, Y. E. Lozovik, JETP **51**, 588 (1980)].
7. V. M. Apalkov and E. I. Rashba, Phys. Rev. B **46**, 1628 (1992).

8. 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, *Nat. Phys.* **2**, 239 (2006).
9. S.M. Girvin, A.H. MacDonald, and P.M. Platzman, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 581 (1985).
10. S.M. Girvin, A.H. MacDonald, and P.M. Platzman, *Phys. Rev. B* **33**, 2481 (1986).
11. J.P. Longo and C. Kallin, *Phys. Rev. B* **47**, 4429 (1993).
12. L.V. Kulik, I.V. Kukushkin, S. Dickmann, V.E. Kirpichev, A.B. Van'kov, A.L. Parakhonsky, J.H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **72**, 073304 (2005); L.V. Kulik, S. Dickmann, I.K. Drozdov, A.S. Zhuravlev, V.E. Kirpichev, I.V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, *Phys. Rev. B* **79**, 121310(R) (2009).
13. V.V. Solovyev and I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **79**, 233306 (2009).
14. 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).
15. J.M. Luttinger, *Phys. Rev.* **102**, 1030 (1956).
16. D.A. Broido and L.J. Sham, *Phys. Rev. B* **31**, 888 (1985).
17. U. Ekenberg and M. Altarelli, *Phys. Rev. B* **32**, 3712 (1985).
18. О.В. Волков, *ФТТ* **40**, 1117 (1988).
19. В.Е. Бисти, Л.В. Кулик, А.С. Журавлев, А.О. Шабля, И.В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 877 (2013).
20. A.S. Zhuravlev, S. Dickmann, L.V. Kulik, and I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **89**, 161301(R) (2014).