

Детектирование переноса спинового возбуждения в двумерной электронной системе по фотолюминесценции многочастичных экситонных комплексов

А. В. Горбунов¹⁾, Л. В. Кулик, В. А. Кузнецов, А. С. Журавлев, А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 23 октября 2017 г.

В настоящей работе мы показываем, как в GaAs/AlGaAs квантовой яме с помощью простых методов фотовозбуждения и детектирования фотолюминесценции двумерного электронного газа с пространственным разрешением можно создавать плотные ансамбли спиновых экситонов, переносить их на макроскопические расстояния порядка сотен микрон и регистрировать появление этих экситонов в области, пространственно удаленной от точки возбуждения.

DOI: 10.7868/S0370274X1722012X

Известно, что экситонные состояния в металлических системах, к которым относится двумерный электронный газ, нестабильны [1]. Однако, в квантовых магнитных полях при температурах, существенно меньших энергии циклотронного квантования, для ряда целочисленных состояний квантового эффекта Холла двумерный металл превращается в изолятор. Электронными возбуждениями в холловских изоляторах являются циклотронные магнитоэкситоны, получившие свое название по аналогии с магнитоэкситонами в полупроводниковых системах [2–4]. Наиболее просто описывается циклотронный магнитоэкситон, образованный возбужденным электроном на первом уровне Ландау в зоне проводимости и фермиевской дыркой на полностью заполненном нулевом уровне Ландау при факторе заполнения электронов $\nu = 2$. В спектре возбуждений холловского изолятора появляется два типа циклотронных магнитоэкситонов: спиновой синглет с полным спином ноль и спиновой триплет с полным спином, равным единице [2, 4]. Согласно теореме Кона энергия спин-синглетного экситона равна циклотронной щели [5]. В этой же системе энергия триплетного экситона становится меньше циклотронной энергии на величину кулоновской энергии связи, определяемой электронными корреляциями в системе [6]. При этом имеет место электрон-дырочная симметрия: масса и заряд возбужденного электрона равны массе и заряду (с противоположным знаком) эффективной ферми-дырки. Таким образом, простран-

ственный перенос спиновых экситонов не связан ни с переносом заряда, ни с переносом массы (локальная плотность электронов в пространстве в процессе переноса не изменяется), а связан только с переносом энергии и спина возбуждений. Триплетный магнитоэкситон, в отличие от спинового синглета, оптически не активен (так называемый “темный” экситон). Тем не менее, посредством оптического возбуждения электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне на высокоэнергетические состояния (с номерами уровней Ландау $n > 1$), можно создать неравновесный ансамбль долгоживущих триплетных магнитоэкситонов [7]. Основным каналом изменения спина электронной системы является переворот спина (spin-flip) фотовозбужденной дырки за счет сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне GaAs. В процессе последующей трансформации фотовозбужденной дырки в валентной зоне в фермиевскую дырку в зоне проводимости при рекомбинации электронов с нулевого заполненного уровня Ландау с фотовозбужденной дыркой валентной зоны электронная система изменяет свой спин. Релаксация триплетных спин-флип экситонов в основное состояние, сопровождающаяся изменением одновременно орбитального и спинового квантовых чисел электронной системы и излучением циклотронного фотона, запрещена в дипольном приближении, поэтому времена жизни триплетных экситонов оказываются чрезвычайно большими: ~ 1 мс. Поскольку времена жизни спинового экситона примерно в десять миллионов раз превышают времена рекомбинации фотовозбужденной дырки (в исследуемой систе-

¹⁾e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

ме это время составляет ~ 100 пс), то с помощью даже очень слабого фотовозбуждения можно достичь большой плотности неравновесных спин-триплетных магнитоэкситонов, избегая при этом перегрева двумерной электронной системы.

Существенным для создания плотного ансамбля спин-триплетных экситонов является высокая электронная подвижность двумерных систем. В нашей работе исследовались высококачественные гетероструктуры с симметрично легированными одиночными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs шириной 31 нм. Концентрация электронов в двумерном канале составляла $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при темновой подвижности на уровне $1.5 \cdot 10^7 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Образцы помещались в откачиваемую вставку с жидким ^3He , оснащенную оптическим окном для ввода и вывода излучения, которая, в свою очередь, помещалась в ^4He -криостат со сверхпроводящим соленоидом. Эксперименты проводились в диапазоне температур от 0.6 до 1.5 К в магнитном поле до 6 Тл, направленном перпендикулярно плоскости квантовой ямы. В качестве источника возбуждения электронной системы использовался перестраиваемый по длине волны лазер, пучок от которого разделялся на два: накачивающий и зондирующий. Лазерные пучки с помощью системы линз внутри вставки с ^3He фокусировались на поверхности исследуемого образца в два пространственно разделенных круглых пятна $\varnothing 20$ мкм каждое. Расстояние между центрами пятен фотовозбуждения и зондирования было ≈ 200 мкм. Мощность пучка накачки варьировалась в пределах двух порядков величины: от 2 до 200 мкВт, — а мощность зондирующего пучка поддерживалась постоянной и равной 3 мкВт.

Как было показано ранее в работе [8], при малых концентрациях триплетных спин-флип магнитоэкситонов (например, при их быстрой релаксации) в спектре люминесценции доминируют две одночастичные линии: одна в поляризации σ^- , а другая — в поляризации σ^+ . Эти линии отвечают излучательной рекомбинации электронов с проекцией спина $+1/2$ и $-1/2$ с тяжелыми дырками с проекциями спина $-3/2$ и $+3/2$ соответственно. В этой же работе было установлено, что по мере накопления темных триплетных спин-флип магнитоэкситонов (например, за счет увеличения их времени жизни при понижении температуры) спектр люминесценции претерпевает значительные изменения: появляются две дополнительные линии, отвечающие рекомбинации из многочастичных комплексов, составной частью которых оказывается триплетный спин-флип магнитоэкситон. Одна из этих линий (линия Pln согласно [8]) проявляется в σ^- -поляризации, имеет значительный энергетиче-

ский сдвиг в сторону меньших энергий и отвечает появлению в конечном состоянии плазменного возбуждения. Другая дополнительная линия (линия T согласно [8]) наблюдается в σ^+ -поляризации и имеет значительно меньший энергетический сдвиг по сравнению с одночастичным переходом. В работе [8] было также показано, что оптические переходы в трехчастичных трансляционно-инвариантных комплексах разрешены, если эти переходы идут в симметрично разрешенном канале. Одиночная фотовозбужденная тяжелая дырка в валентной зоне связывается в трионное состояние с триплетным спиновым магнитоэкситоном, а затем, в рамках однофотонного процесса, переходит из валентной зоны в состояние фермиевской дырки на нулевом уровне Ландау зоны проводимости. Этот процесс идет без изменения внутренних степеней свободы триона. Конечным состоянием процесса излучательной рекомбинации является либо плазмарон в σ^- -поляризации (линия Pln), либо трион в σ^+ -поляризации (линия T). Различие в свойствах трионов в двух поляризациях проистекает из того факта, что в σ^- -поляризации спиновые квантовые числа одной из фермиевских дырок и возбужденного электрона совпадают. Возбужденный электрон может занять состояние фермиевской дырки, передавая избыточную энергию другому электрону, что есть не что иное, как магнитоплазменные колебания в присутствии дополнительной фермиевской дырки. Таким образом, несмотря на то, что темные триплетные циклотронные спин-флип магнитоэкситоны не являются оптически активными, их наличие можно детектировать косвенным методом — через модификацию спектров люминесценции, отвечающих оптически активным каналам рекомбинации. Иными словами, оптические переходы с участием трехчастичных комплексов являются “сигнальными метками” на появление в области зондирования триплетных спиновых магнитоэкситонов. Основная идея метода, использованного в настоящей работе, заключается в том, что, наблюдая за изменением спектров люминесценции в заданной точке, можно детектировать приход долгоживущих темных триплетных спин-флип магнитоэкситонов, которые были рождены на большом расстоянии от места регистрации, но смогли преодолеть это расстояние. Данный метод позволяет измерять не только длины пробега триплетных циклотронных магнитоэкситонов, но и, возможно, их скорости, если проводить измерения с временным разрешением.

Схема эксперимента показана в верхней части рис. 1. Темные триплетные спин-флип магнитоэкситоны создавались в пятне фотовозбуждения, и их

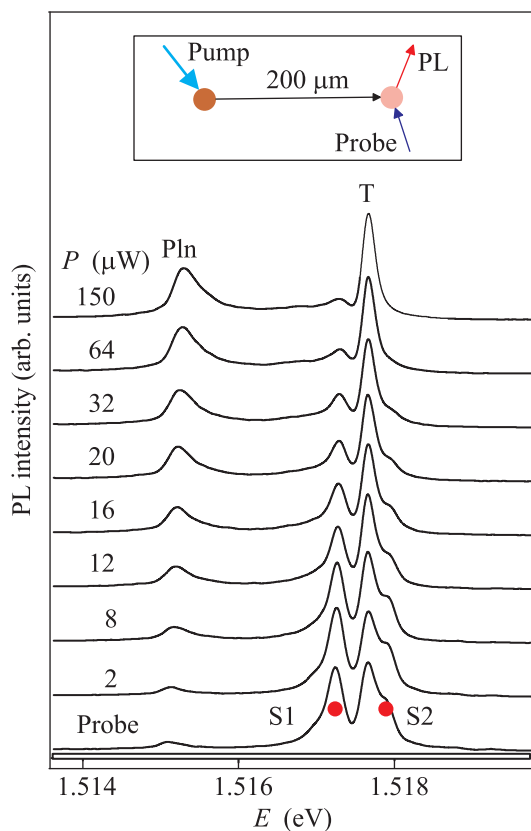


Рис. 1. (Цветной онлайн) Эволюция спектров фотолюминесценции в области зондирования при увеличении мощности накачки P в пятне фотовозбуждения. Для удобства спектры сдвинуты по вертикали. Линии S1 и S2 – одночастичные переходы излучательной рекомбинации электронов зоны проводимости с тяжелыми дырками валентной зоны, линии Pln и T – излучательная рекомбинация многочастичных комплексов. Линии S1 и Pln видны только в σ^- -поляризации, линии S2 и T – в σ^+ -поляризации. Температура $T = 0.64$ К. На вставке – схема эксперимента: пятно зондирования удалено от пятна фотовозбуждения на 200 мкм

концентрацию можно было менять с помощью вариации мощности накачки, а регистрацию прихода темных магнитоэкситонов по изменению спектров излучения можно было производить в пятне зондирования, которое было удалено на расстояние ≈ 200 мкм. Дрейф или диффузия экситонов на столь большие, макроскопические расстояния, через неосвещенную область образца, в которой не рождаются фотовозбужденные экситоны, представляется уникальным явлением.

В нижней части рис.1 представлен спектр люминесценции, измеренный в области зондирования в условиях отсутствия накачки в пятне фотовозбуждения. В этом спектре видны линии, отвечающие од-

ночастичным переходам (обозначены как S1 и S2), а также дополнительные, относительно слабые, линии Pln и T, возникающие за счет присутствия в области зондирования небольшого количества триплетных спин-флип магнитоэкситонов, рождаемых самим пучком зондирования. При низком уровне накачки в пятне фотовозбуждения, с мощностью менее 6 мкВт, форма спектра излучения, а также интенсивность сигнала, измеренного из зондирующего пятна, практически не изменялась. Следовательно, в данных условиях ансамбль триплетных спин-флип магнитоэкситонов, созданных в пятне фотовозбуждения, не оказывает практически никакого влияния на состояния в пятне зондирования. Однако при повышении интенсивности накачки в пятне возбуждения, начиная с мощности 8 мкВт, наблюдается изменение формы спектра излучения, измеренного в пятне зондирования (см. рис. 1). При этом, по мере увеличения мощности накачки в пятне возбуждения, увеличивается именно интенсивность линий, связанных с оптическими переходами в многочастичных комплексах (линии Pln и T), содержащих темные триплетные спин-флип магнитоэкситоны. Таким образом, из результатов, представленных на рис. 1, однозначно следует, что по мере увеличения накачки, темные триплетные спин-флип магнитоэкситоны из пятна возбуждения приходят в область зондирования, преодолевая при этом макроскопически большое расстояние ~ 200 мкм.

На рис. 2 показано, как изменяются относительные интенсивности одночастичных переходов (линии S1 и S2) и переходов из многочастичных комплексов (линии Pln и T), измеренные в области зондирования, в зависимости от интенсивности накачки в пятне фотовозбуждения, расположенном на расстоянии 200 мкм. Из этого рисунка следует, что при превышении некоторой критической плотности мощности накачки в области возбуждения (8 мкВт) триплетные спин-флип магнитоэкситоны начинают прибывать в пятно зондирования, причем дистанция, преодолеваемая спиновыми магнитоэкситонами, достигает гигантских значений (~ 200 мкм) и ограничивается в наших измерениях размерами области, определяемой апертурой оптической системы.

Подвижность триплетных спин-флип магнитоэкситонов и их способность преодолевать большие расстояния, несомненно, должны зависеть от температуры электронной системы. Поэтому было интересно определить, при каких температурах транспорт триплетных спин-флип магнитоэкситонов на макроскопические расстояния становится невозможным. На рис. 3 показано изменение спектров фотолюминес-

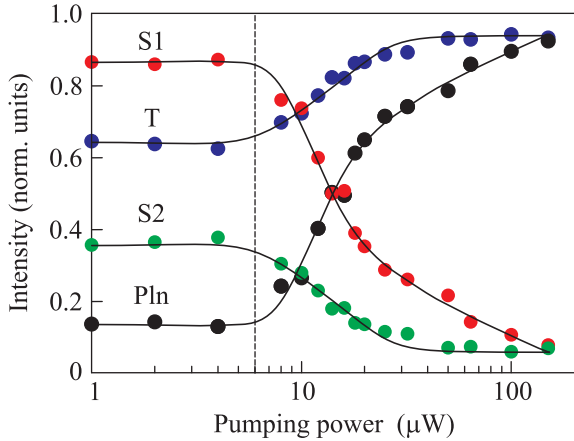


Рис. 2. (Цветной онлайн) Относительные зависимости интегральной интенсивности различных рекомбинационных каналов. В σ^- -поляризации – плазмаронный Pln и одночастичный S1: $I_{\text{norm}}^{\text{Pln}} = I_{\text{Pln}}/(I_{\text{Pln}} + I_{\text{S1}})$ и $I_{\text{norm}}^{\text{S1}} = I_{\text{S1}}/(I_{\text{Pln}} + I_{\text{S1}})$. В σ^+ -поляризации – трионный T и одночастичный S2: $I_{\text{norm}}^{\text{T}} = I_{\text{T}}/(I_{\text{T}} + I_{\text{S2}})$ и $I_{\text{norm}}^{\text{S2}} = I_{\text{S2}}/(I_{\text{T}} + I_{\text{S2}})$. Пунктиром обозначен уровень критической накачки (концентрации), выше которой начинается транспорт спин-триплетных магнитоэкситонов. Температура $T = 0.64$ K

ценции при изменении температуры, откуда очевидно, что при сравнительно малом повышении температуры гелиевой бани на величину ≈ 0.3 K транспорт триплетных спин-флип магнитоэкситонов и, соответственно, пространственный перенос спина полностью прекращается. Этот факт находится в полном согласии с нашей работой [9], где было показано, что транспорт спин-триплетных циклотронных магнитоэкситонов на макроскопические расстояния осуществляется только в условиях перехода неравновесного ансамбля триплетных спин-флип магнитоэкситонов в конденсированное состояние. Обнаруженное при $T = 0.97$ K прекращение транспорта триплетных магнитоэкситонов на расстояние 200 мкм неплохо согласуется с фазовой температурой конденсированного состояния (поскольку эта температура превышает критическую, необходимую для перехода в конденсированное состояние), однако для полной определенности требуются температурные измерения при различных расстояниях между областями фотовозбуждения и зондирования, а также измерения с временным разрешением.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (РНФ), проект # 16-12-10075.

1. X. Cui, C. Wang, A. Argondizzo, S. Garrett-Roe, B. Gumhalter, and H. Petek, *Nat. Phys.* **10**, 505 (2014).

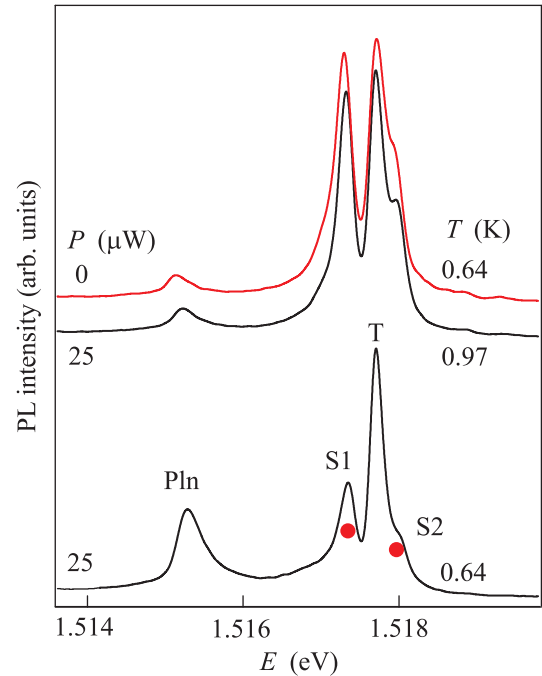


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры фотолюминесценции, измеренные в пятне зондирования при фиксированной мощности накачки в пятне фотовозбуждения, $P = 25$ мкВт, для различных температур T : ниже и выше точки перехода в конденсированное состояние неравновесного ансамбля спин-триплетных магнитоэкситонов. Для удобства спектры сдвинуты по вертикали. Сверху приведен для сравнения спектр фотолюминесценции при низкой температуре, но в отсутствие фотовозбуждения в области накачки

2. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, *ЖЭТФ* **78**, 1167 (1980) [*Sov. Phys. JETP* **51** 588 (1980)].
 3. Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский, Г. М. Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 152 (1981) [*JETP Lett.* **33**, 143 (1981)].
 4. C. Kallin, and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984).
 5. W. Kohn, *Phys. Rev.* **123**, 1242 (1961).
 6. 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).
 7. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. B. Timofeev, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin, *Sci. Rep.* **4**, 10354 (2015).
 8. A. S. Zhuravlev, V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik, V. Bisti, V. Kirpichev, I. Kukushkin, and S. Schmult, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 196802 (2016).
 9. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, *Nature Comm.* **7**, 13499 (2016).