

Двумерный магнетофермионный конденсат в GaAs/AlGaAs гетероструктурах

Л.В. Кулик, А.В. Горбунов, А.С. Журавлев, В.Б. Тимофеев, И.В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, 142432, Россия

E-mail: gorbunov@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 8 февраля 2017 г., опубликована онлайн 26 июня 2017 г.

При возбуждении долгоживущих триплетных циклотронных магнитоэкситонов в холловском изоляторе с высокой подвижностью электронов, фактором заполнения $\nu = 2$ и температурах $T < 1$ К обнаружено принципиально новое коллективное состояние — магнетофермионный конденсат. Конденсированная фаза взаимодействует когерентно с внешним электромагнитным полем, обладает сверхизлучающими свойствами, а также из-за низкой вязкости растекается по поверхности двумерной структуры на макроскопически большие расстояния относительно области возбуждения. Обнаруженные эффекты объясняются в терминах когерентного конденсата в неравновесной системе двумерных фермионов с полностью квантованным энергетическим спектром, в котором присутствует вырожденный ансамбль долгоживущих триплетных магнитоэкситонов, обладающих бозевской природой. Конденсация происходит в пространстве векторов магнитных трансляций, и в этих условиях открываются новые возможности для дальнейших исследований конденсированной фазы.

При збудженні довгоживучих триплетних циклотронних магнітоекситонів у холлівському ізоляторі з високою рухливістю електронів, фактором заповнення $\nu = 2$ та температурах $T < 1$ К виявлено принципово новий колективний стан — магнетоферміонний конденсат. Конденсована фаза взаємодіє когерентно із зовнішнім електромагнітним полем, має надвипромінюючі властивості, а також внаслідок низької в'язкості розтікається по поверхні двовимірної структури на макроскопічно великі відстані щодо області збудження. Виявлені ефекти пояснюються в термінах когерентного конденсату в нерівноважній системі двовимірних ферміонів з повністю квантованим енергетичним спектром, в якому є ансамбль вироджених довгоживучих триплетних магнітоекситонів, що мають бозевську природу. Конденсація відбувається у просторі векторів магнітних трансляцій, та в цих умовах відкриваються нові можливості для подальших досліджень конденсованої фази.

PACS: 71.35.Lk Коллективные эффекты (бозе-эффекты, заполнение фазового пространства, экситонные фазовые переходы);
73.21.Fg Электронные состояния и коллективные возбуждения в мультиислоях, квантовых ямах, мезоскопических и наномасштабных системах: квантовые ямы;
78.67.De Оптические свойства низкоразмерных, мезоскопических и наноразмерных материалов и структур: квантовые ямы.

Ключевые слова: 2D триплетные циклотронные магнитоэкситоны, холловский диэлектрик, 2D фермионная система, магнетофермионный конденсат.

1. Введение

В представленной работе исследуется фазовый переход в двумерной (2D) фермиевской электронной системе, помещенной в сильное поперечное магнитное поле, в которой светом возбуждается достаточно плотный ансамбль триплетных циклотронных магнитоэкситонов (ТЦМЭ). Работа выполнялась с использованием совер-

шенных GaAs/AlGaAs гетероструктур, обладающих высокой подвижностью двумерных электронов. Такие 2D магнитоэкситоны были нами недавно исследованы в условиях фотовозбуждения холловского изолятора (режим квантового эффекта Холла) при факторе заполнения $\nu = 2$, когда электроны из основного, полностью заполненного, уровня Ландау возбуждаются светом на ближайший незаполненный циклотронный уровень и

связываются с фермиевскими дырками (электронными вакансиями), возникающими на основном уровне, в нижайшее триплетное экситонное состояние [1]. Рождение фотовозбужденных электронов и дырок контролировалось по спектрам фотоиндуцированного резонансного фотоотражения (ФРО), что, помимо прочего, позволяло контролировать и манипулировать плотностью фоторожденных электронно-дырочных пар с достаточной точностью. Существование ТЦМЭ устанавливалось прямым образом по спектрам неупругого рассеяния света, и с их помощью непосредственно определялась величина синглет-триплетного расщепления экситонов. Экспериментально определенная с помощью такой техники величина синглет-триплетного расщепления Δ_{ST} в исследованных нами объектах оказалась равной $\cong 11$ К. Посредством прямых измерений кинетики дифференциала резонансного отражения при слабых импульсных подсветках было установлено, что при низких температурах, $T \ll T_{ST}$ ($k_B T_{ST}$ — энергия синглет-триплетного расщепления, k_B — постоянная Больцмана), времена жизни ТЦМЭ, тесно связанные с релаксацией фотовозбужденного спина всей электронной системы, необычайно велики и превышают сотни микросекунд, а в образцах с максимальной подвижностью электронов $\sim 2 \cdot 10^7$ см²/(В·с), достигают $\cong 1$ мс при температурах $\cong 0,5$ К. Вследствие столь больших времен жизни (или времен спиновой релаксации) удавалось создавать плотности фотовозбужденных ТЦМЭ $\geq 10^{10}$ см⁻² при относительно небольших оптических накачках и достаточно низких температурах. При таких плотностях возбуждения и низких температурах была обнаружена новая конденсированная фаза [2], и на исследованиях ее неожиданных свойств сконцентрирована настоящая статья.

2. Методика эксперимента

Для создания макроскопического неравновесного ансамбля ТЦМЭ была использована техника резонансного зона-зонного фотовозбуждения. Одного этого, однако, недостаточно: необходимо иметь метод мониторинга свойств организованного экситонного ансамбля при изменении параметров эксперимента, таких как электронная температура T , плотность мощности фотовозбуждения P и магнитное поле B . Основная сложность состоит в том, что ТЦМЭ — «темные» квазичастицы, не взаимодействующие с электромагнитным полем в дипольном приближении. Для контроля состояния неравновесного ансамбля ТЦМЭ мы разработали специальную экспериментальную методику ФРО [1], с помощью которой спектральные измерения проводились в диапазоне энергий фотонов, существенно превышающих энергию ТЦМЭ (см. рис. 1). Посредством дипольно-разрешенных оптических переходов 0–0 из валентной зоны тяжелых дырок в электронную зону проводимости можно тестировать отдельные составляющие ТЦМЭ: как воз-

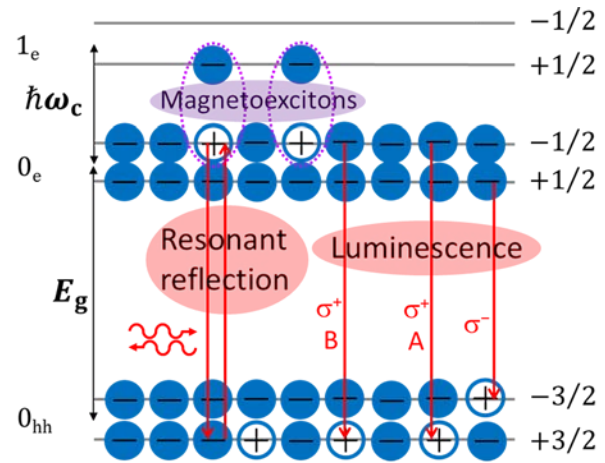


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Одноэлектронная схема энергетических состояний нулевого, 0_e , и первого, 1_e , уровней Ландау 2D электронов зоны проводимости, а также нулевого, 0_{hh} , уровня Ландау тяжелых дырок валентной зоны ($\pm 1/2$, $\pm 3/2$ — спиновые состояния электронов и тяжелых дырок соответственно). Схематически показано, как в условиях резонансной оптической накачки возникающие на нулевом уровне Ландау ферми-дырки (электронные вакансии) связываются с возбужденными электронами на первом уровне, образуя триплетные циклотронные магнитоэкситоны (ТЦМЭ). Вертикальными стрелками слева обозначены оптические переходы между уровнями тяжелых дырок и нулевым уровнем Ландау электронов в условиях резонансного отражения. Вертикальные стрелки в правой части показывают излучательные переходы между одноэлектронными состояниями в двух возможных поляризациях: σ^- и σ^+ (A). При образовании плотного ансамбля ЦМЭ, доминирующим становится переход σ^+ (B).

бужденный электрон над уровнем Ферми, так и ферми-дырку под ним. Несмотря на то, что сами ТЦМЭ оптически не активны, прямые переходы из валентной зоны в возбужденные электронные состояния и в состояния ферми-дырок разрешены. Исследование сигнала ФРО, связанного с неравновесными ферми-дырками и/или возбужденными электронами, позволяет делать заключения о поведении всего ансамбля ТЦМЭ [1].

Исследовались две высококачественные гетероструктуры (темновая подвижность $\approx 15 \cdot 10^6$ см²/(В·с)) с симметрично легированной одиночной квантовой ямой GaAs/AlGaAs шириной 35 нм и приблизительно одинаковыми электронными концентрациями в двумерном канале, $\approx 2 \cdot 10^{11}$ см⁻², но с временами релаксации ТЦМЭ, отличающимися на порядок величины: до ≈ 100 мкс в структуре №1 и до ≈ 1 мс в структуре №2. Качественно экспериментальные результаты для обеих структур близки, различаются только плотности мощности накачки, необходимые для достижения условий конденсации. Высокое качество структур чрезвычайно существенно для обнаружения и наблюдения ТЦМЭ и, что особенно

важно, самих коллективных эффектов в 2D вырожденной фермиевской системе в условиях фотовозбуждения.

Образец размером $\sim 3 \times 3$ мм размещался в криостате с откачкой паров жидкого ^3He , который, в свою очередь, был помещен в криостат с ^4He со сверхпроводящим соленоидом. Данная установка позволяла понижать температуру до 0,45 К в магнитном поле до 14 Тл. В качестве источников света использовали два перестраиваемых по длине волны непрерывных лазера со спектральной шириной линий излучения 20 и 5 МГц. Один из них служил для резонансного фотовозбуждения электронной системы (накачки), другой — для записи спектров ФРО и фотолюминесценции. Оптические исследования проводили с применением многомодовых кварцевых световодов диаметром 400 мкм и с числовой апертурой 0,39.

Измерения велись по двухсветоводной методике (см. правую часть рис. 2). Первый световод использовался для фотовозбуждения электронной системы ниже уровня Ферми с помощью зондирующего лазера с целью детектирования ферми-дырок на заполненном нулевом уровне Ландау. Второй световод служил для сбора излучения от образца и передачи его на входную щель спектрометра с дифракционной решеткой, оснащенной охлаждаемой кремниевой CCD камерой. При измерении спектров отражения геометрия эксперимента выбиралась так, чтобы ось зеркально отраженного светового пучка совпадала с осью принимающего световода (отклонение от нормали $\sim 10^\circ$). Для подавления

вклада рассеяния света в полезный сигнал от образца применялись скрещенные линейные поляризаторы, установленные между образцом и концами световодов (см. описание методики в [1]). Спектр резонансного отражения получался в результате сканирования длины волны зондирующего лазера и регистрации интенсивности отражения на длине волны лазерной линии. Оптическая накачка на более высокие по энергии уровни Ландау для создания ансамбля ЦТМЭ производилась с помощью второго лазера также через первый световод, если это специально не оговорено: в некоторых экспериментах для накачки использовался дополнительный третий световод. Для минимизации эффектов разогрева мощность накачки на образце не превышала 300 мкВт. Мощность зондирующего лазера была меньше на два порядка, поэтому его можно было считать не вносящим возмущений в приготовленную неравновесную электронную систему. Дифференциальный спектр резонансного отражения получался как разность спектров отражения при включенной накачке и без нее.

В экспериментах по кинетике ФРО излучение лазера накачки периодически модулировалось с помощью вращающегося диска с радиальной щелью. Период модуляции составлял ~ 11 мс, а длительность фронта/спада импульса накачки ~ 2 мкс. Для укорачивания фронтов лазерный пучок фокусировался на поверхность диска микроскопным объективом. Линия зондирующего лазера устанавливалась на месте максимума/минимума в спектре отражения. Отраженное от образца излучение зондирующего лазера пропускать через узкополосный интерференционный светофильтр ($\Delta\lambda \approx 1,1$ нм) для отсекаания света накачки и фокусировалось на лавинный фотодиод, работающий в режиме счета фотонов. С помощью счетчика фотонов с временными воротами производилось накопление сигнала ФРО в функции задержки ворот относительно момента выключения импульса накачки для получения кривой спада/роста ФРО с приемлемым соотношением сигнал/шум. В результате проведения кинетических измерений при медленном монотонном изменении температуры получались одновременно температурные зависимости интенсивности ФРО $I(T)$ и времени релаксации $\tau(T)$.

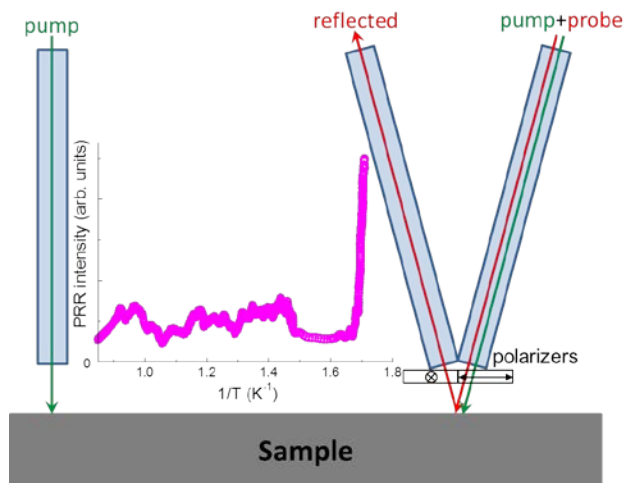


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Схема эксперимента. Справа — схема обычного двухсветоводного измерения ФРО и люминесценции, слева — дополнительный световод накачки для измерений ФРО с пространственным разделением. Вставка иллюстрирует растекание магнетофермионного конденсата на макроскопически большие расстояния: сигнал ФРО, детектируемый с помощью пары световодов справа, на расстоянии 2 мм от области фотовозбуждения под световодом накачки (расположен слева) резко возрастает с понижением температуры.

3. Обнаружение магнетофермионного конденсата. Фазовая диаграмма

Обнаруженные большие времена жизни ЦТМЭ в 2D электронной системе, рекордные для трансляционно-инвариантных систем, открывают уникальную возможность изучения при достаточно низких температурах вырожденной фермиевской системы, в которой с помощью света возбужден достаточно плотный ансамбль ЦТМЭ, подчиняющихся бозевской статистике. Ниже будут изложены наши основные экспериментальные наблюдения и на качественном уровне даны объяснения наиболее важным результатам.

Первый цикл экспериментов касался изучения ФРО при вариациях плотности мощности оптической накачки P и температуры T . На рис. 1 представлена схема одноэлектронных переходов, качественно иллюстрирующая возникновение ЦТМЭ, а также указаны дипольно-разрешенные оптические переходы между одночастичными дискретными состояниями в электронной зоне и в валентной зоне тяжелых дырок в режиме детектирования ФРО.

Остановимся сначала на измерениях дифференциала резонансного отражения как функции температуры при большой и фиксированной оптической накачке, создающей достаточно высокую плотность ЦТМЭ (см. рис. 3). Было обнаружено, что при заданной фиксированной накачке ($P \approx 30$ мВт/см²) и понижении температуры в области $T \leq 0,8$ К величина резонансного отражения $I(T)$ пороговым образом возрастает более чем на порядок (см. рис. 3(a)). Пороговый характер этого явления указывает на возникновение новой конденсированной фазы ЦТМЭ, типа бозе-конденсата, с заметно большей плотностью (большими числами заполнения). Это заключение подтверждают эксперименты, когда сравниваются температурные зависимости времени спиновой релаксации $\tau(T)$, которые определяют времена жизни ЦТМЭ с дифференциалом резонансного отражения $I(T)$ при одной и той же накачке. В окрестности порога (в данном случае $T \leq 0,8$ К) и дальнейшем понижении температуры было установлено, что ФРО возрастает даже там, где времена жизни экситонов несколько уменьшаются. Порог возрастания ФРО оказался очень чувствительным к мощности оптической накачки, и при уменьшении плотности мощности сдвигался

в сторону более низких температур. Поведение порога возрастания дифференциала резонансного отражения в функции температуры позволяет экспериментально определить фазовую границу (фазовую диаграмму), которая разделяет области существования экситонного газа и новой, более плотной, конденсированной фазы ЦТМЭ. Такая экспериментально измеренная фазовая диаграмма представлена на рис. 4. Красные кружки соответствуют эксперименту, а проведенная по ним и продолженная к началу координат пунктирная линия служит исключительно курсором для глаза. На вставке продемонстрировано, как именно определялся порог возникновения новой экситонной фазы: по изменению резонансного отражения в функции температуры при фиксированной оптической накачке. Отсчет критической температуры T_c проводился на половине высоты ступеньки, наблюдаемой для параметра $f(T) = I(T)\tau(T)$, пропорционального силе осциллятора оптического перехода.

На рис. 3(б) для сравнения с ФРО приведено поведение времени жизни (или времени спиновой релаксации) ЦТМЭ $\tau(T)$ при фиксированной накачке и вариации температуры. Согласно рис. 3(б), время жизни триплетных магнитоэкситонов при уменьшении температуры и фиксированной накачке ведет себя немонотонно: сначала возрастает, что естественно, а затем начинает уменьшаться, что для нас оказалось совершенно неожиданным. К обсуждению вопроса о немонотонном поведении времени жизни триплетных магнитоэкситонов мы вернемся несколько позже, в разд. 4.

А сейчас обратимся к спектрам люминесценции, которые исследовались при различных мощностях фотовозбуждения и вариации температуры в условиях, ко-

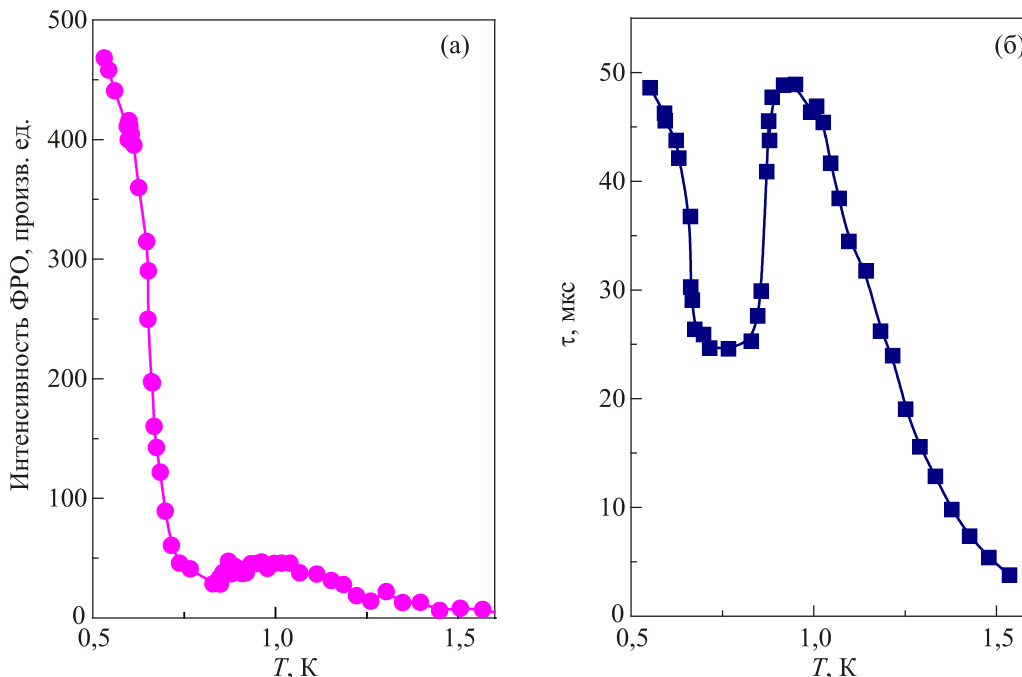


Рис. 3. Температурные зависимости: (а) интенсивности сигнала ФРО I и (б) времени жизни τ триплетных ЦМЭ при импульсном фотовозбуждении.

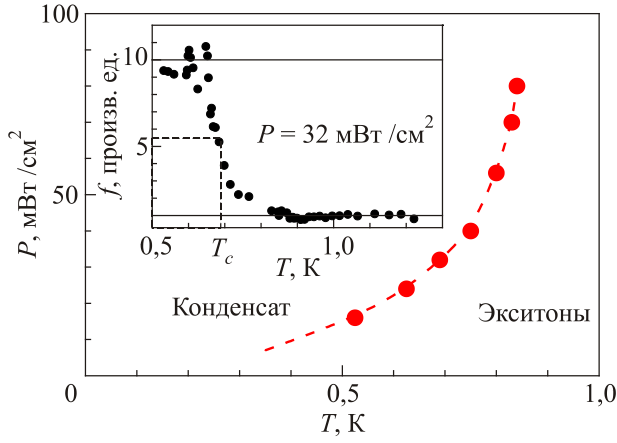


Рис. 4. Фазовая граница, разделяющая области существования некогерентного газа и конденсата ЦТМЭ (красные точки — эксперимент). Насыщение фазовой диаграммы при больших уровнях накачки связано с ограничением числа ЦТМЭ, которое можно накопить: $\sim 15\%$ от числа вырождения N_Φ для спинового подуровня Ландау. Пунктирная кривая проведена исключительно для удобства наблюдения. Вставка демонстрирует, как именно определялась критическая температура T_c : по полувысоте ступеньки для силы осциллятора $f(T)$ оптического перехода резонансного отражения при фиксированной мощности накачки.

гда возникает новая конденсированная фаза ЦТМЭ (см. рис. 5). Здесь следует напомнить, что излучательная аннигиляция триплетных экситонов в дипольном приближении строго запрещена. Этот запрет в одинаковой мере касается и излучательного распада ЦТМЭ, оказавшихся в новом фазовом состоянии. Поэтому для нас стало полной неожиданностью появление нового, весьма интенсивного, канала люминесценции, обнаруженного в условиях рождения нового фазового состояния ЦТМЭ. Этот новый канал излучательной рекомбинации возникает и, в конечном итоге, становится доминирующим в спектральной области, в соответствии со схемой одноэлектронных состояний (см. рис. 1), рекомбинации 2D электронов нулевого уровня Ландау зоны проводимости с тяжелыми дырками основного уровня Ландау валентной зоны.

Рисунок 5(а) демонстрирует, как изменяются соответствующие спектры люминесценции при вариации температуры в интервале 1,5–0,5 К и фиксированной накачке ($P \cong 32$ мВт/см²). При $T = 1,5$ К, а также относительно слабых оптических накачках, в спектрах люминесценции наблюдается дублет. Расстояние между компонентами дублета $\sigma^+ - \sigma^-$, линии которого отличаются своей циркулярной поляризацией в соответствии со схемой дипольно-разрешенных оптических переходов (рис. 1), определяется суммой спиновых расщеплений 2D электронов нулевого уровня Ландау и основного циклотронного уровня тяжелых дырок валентной зоны. Однако при понижении температуры и фикси-

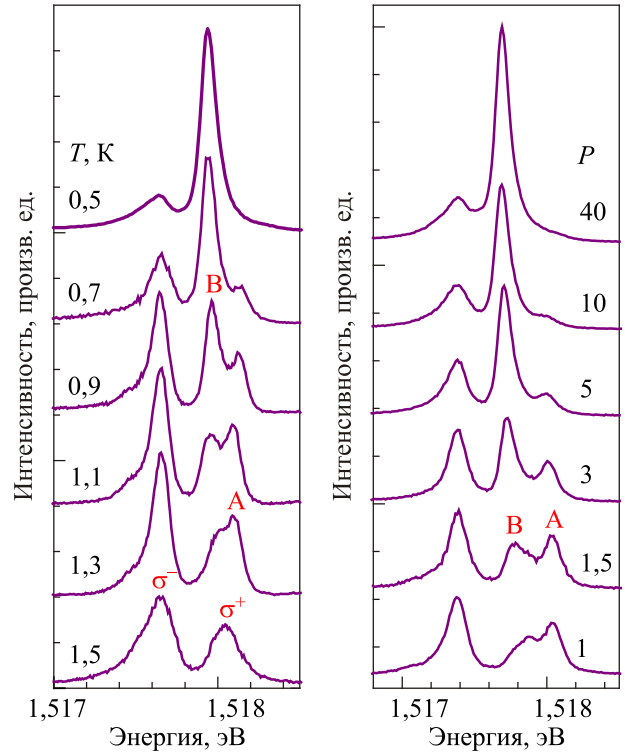


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Спектры люминесценции, отвечающие излучательной рекомбинации электронов под уровнем Ферми с тяжелыми дырками валентной зоны: (а) при различных температурах в интервале 1,5–0,5 К и фиксированной накачке $P = 32$ мВт/см², температуры указаны вблизи каждого спектра и (б) при фиксированной температуре 0,45 К и различных уровнях накачки P , мВт/см², указанных около каждого спектра.

рованной накачке между компонентами дублета начинает вырастать новая линия, обозначенная на рис. 1 и рис. 5(а) как линия В, которая при $T = 0,5$ К становится абсолютно доминирующей по интенсивности в спектрах.

Качественно такое же поведение демонстрируют спектры излучательной рекомбинации, если при фиксированной и самой низкой в эксперименте температуре $T \cong 0,45$ К увеличивать плотность мощности оптической накачки. Поведение спектров люминесценции в таких условиях демонстрирует рис. 5(б). Видно, что новая линия люминесценции (линия В) становится доминирующей в спектрах при самой низкой температуре, когда, по нашему предположению, возникает новая конденсированная фаза ЦТМЭ.

Наконец, были выполнены эксперименты, благодаря которым удалось проследить за эволюцией спектров люминесценции при фиксированных температуре $T = 0,5$ К и накачке $P = 40$ мВт/см² в условиях плавной развертки магнитного поля (область развертки магнитного поля В соответствовала вариациям фактора заполнения $\nu \cong 2 \pm 0,15$, а следовательно, изменялась в пределах нескольких процентов и сама величина плот-

ности 2D электронов). Возникновение нового канала излучательной рекомбинации и доминирование в спектрах соответствующей линии люминесценции, линии В, полностью коррелирует с возникновением новой фазы ЦТМЭ в полном согласии с фазовой диаграммой, представленной на рис. 4.

Теперь обсудим возможное происхождение канала излучательной рекомбинации в условиях возникновения новой фазы ЦТМЭ. Можно предположить, что при рождении новой экситонной фазы, соответствующей бозе-конденсату, в исследуемой системе 2D электроны в зоне проводимости, которые самому экситонному бозе-конденсату могут непосредственно и не принадлежать, тем не менее косвенно «чувствуют» появление сильно коррелированного, когерентного состояния и на масштабах пространственной когерентности нового квантового фазового состояния начинают излучательно рекомбинировать с дырками в валентной зоне синхронно (в фазе), в прямом соответствии с эффектом Дике [3]. Этот эффект предсказывает сверхлюминесценцию (superradiance) в условиях когерентности в атомных системах. Именно благодаря этому эффекту интенсивность линии люминесценции, непрямым образом связанная с возникающей новой фазой ЦТМЭ, становится, в конечном итоге, самой интенсивной и доминирующей в спектрах (см. рис. 5(а), (б)). Существенно, что расположение этой линии в шкале энергий не совпадает с другими известными каналами излучательной рекомбинации, которые соответствуют энергетической схеме экспериментально установленных одночастичных (одноэлектронных) состояний, между которыми дипольно-разрешенные переходы разрешены (см. схему электронных переходов на рис. 1). Этот факт служит еще одним свидетельством в пользу коллективного происхождения возгорающейся новой линии люминесценции и самой коллективной природы обсуждаемого явления. Сам же спектральный положение этой линии пока не удается рассчитать из первых принципов, однако с большой степенью уверенности можно утверждать, что ее спектральный сдвиг относительно «центра тяжести» линий люминесценции дублета $\sigma^+ - \sigma^-$ главным образом определяется обменным взаимодействием 2D электронов основного уровня Ландау на масштабах пространственной когерентности возникающей новой бозе-конденсированной экситонной фазы.

4. Растекание магнетофермионного конденсата на макроскопически большие расстояния

В выполненных нами экспериментах наблюдалось еще одно очень интересное и удивительное явление, связанное с поведением времени спиновой релаксации τ (или времени жизни) триплетных экситонов в низкотемпературной области $T < 1$ К, где возникает новая конденсированная экситонная фаза. В этой области измеренное время релаксации (см. рис. 3(б)) ведет себя

очень немонотонно в функции температуры, что свидетельствует о недиффузионном характере исхода экситонов из области возбуждения (сверхтекучесть?). Это экспериментальное наблюдение указывает на возможное пороговое изменение вязкости подсистемы неравновесных ЦТМЭ при диффузии таких экситонов к центрам релаксации (рекомбинации). Гипотезу о возможном «сверхдиффузионном» растекании магнетофермионного конденсата на макроскопически большие расстояния можно проверить экспериментально, используя для этих целей пространственное разнесение световодов, используемых для возбуждения и непосредственной регистрации конденсированной фазы. Соответствующую схему эксперимента и результат самого экспериментального наблюдения растекания конденсата на макроскопически большие расстояния из локальной области непосредственного оптического возбуждения иллюстрирует рис. 2. Согласно приведенной на рисунке схеме для подвода лазерного света, возбуждающего достаточно плотный ансамбль ЦТМЭ в 2D фермиевской электронной системе, используется дополнительный третий световод (на рисунке — слева). Магнитоэкситоны возбуждаются в лазерном пятне размером около 0,4 мм непосредственно под световодом. Два других световода располагаются на расстоянии 2 мм от первого (на рис. 2 — справа), т.е. достаточно далеко от области фоторождения конденсата, и используются для измерения ФРО, связанного с возникающими ферми-дырками (вакансиями) в триплетных магнитоэкситонах, создаваемых под удаленным (левым) световодом. Когда температура относительно высока ($T > 1$ К), то даже при большой плотности фотовозбуждения сигнал ФРО, связанный с фермиевскими дырками, которые принадлежат триплетным магнитоэкситонам, ничтожно мал и теряется в шумах, обусловленных остаточным рассеянным светом в системе. Однако при понижении температуры при той же фиксированной оптической накачке, в области $T \leq 0,75$ К, сигнал ФРО пороговым образом гигантски возрастает. Это наблюдение, согласующееся с фазовой диаграммой на рис. 4, неопровержимым образом доказывает, что значительная часть фотовозбужденных ЦТМЭ в условиях их конденсации в 2D фермиевской электронной системе растекается из области возбуждения на макроскопически большие расстояния недиффузионным образом (!). Такое пороговое изменение диффузионных свойств магнитоэкситонов можно удовлетворительно согласовать с картиной ожидаемой конденсации в пространстве псевдомоментов. Известно, что ЦТМЭ в дипольном приближении не являются оптически активными, т.е. на другом, но общепринятом языке такие экситоны являются «темными». Согласно теоретическим работам [4,5], основное состояние двумерных ЦТМЭ по соображениям симметрии должно обладать орбитальными свойствами p -состояния и, как следствие, дисперсионная кривая таких ЦТМЭ в шкале псевдомоментов

должна содержать ротонный минимум. В области ротонного минимума магнитоэкситоны обладают псевдомоментом, величина которого пропорциональна магнитной длине l_H . Благодаря хаотическому флуктуирующему потенциалу, неизбежно присутствующему даже в высокосоввершенных гетероструктурах, а также при непрерывном условии достаточно низких температур ЦТМЭ в режиме невырожденного бозе-газа оказываются локализованными на таких флуктуациях, а пространственная ориентация их псевдомоментов в плоскости должна быть случайной. Однако в условиях бозевского вырождения магнитоэкситонов симметрия системы спонтанным образом может нарушаться, а псевдомоменты всех магнитоэкситонов в конденсате при этом выстраиваются вдоль одного направления.

5. Заключение

Итак, в представленной работе продемонстрировано, что в 2D электронной фермиевской системе, помещенной в достаточно сильное поперечное магнитное поле, в условиях фотовозбуждения нейтральных триплетных магнитоэкситонов, подчиняющихся бозе-статистике, при достаточно низких температурах и относительно высоких плотностях таких возбуждений возникает качественно новое метастабильное, но долгоживущее состояние — *магнетофермионный конденсат*. Конденсированная фаза когерентно взаимодействует с внешним электромагнитным полем и обладает сверхизлучающими свойствами — в ней открывается новый, преобладающий по интенсивности, канал излучательной рекомбинации скоррелированных на масштабах параметра порядка в конденсированной фазе электронов с дырками валентной зоны. Благодаря низкой вязкости конденсированная фаза демонстрирует бездиссипативное растекание на макроскопически большие расстояния относительно области, где непосредственно эта фаза возбуждается. К сожалению, к настоящему времени отсутствует аналитическое описание собственно конденсированной фазы и связанного с ней параметра порядка. Однако представляется очевидным, что вырожденная часть ЦТМЭ должна сильно взаимодействовать с фермиевской электронной системой, по крайней мере, на масштабах параметра порядка. Скорее всего, это взаимодействие носит обменный характер, однако точный вид гамильтониана этого взаимодействия пока не известен.

Уместно провести сравнение магнетофермионного конденсата с другими, хорошо известными квантовыми объектами, в которых уже давно обнаружено и тщательно исследовано сверхтекучее течение материи. По сравнению с другими объектами магнетофермионный конденсат больше напоминает жидкий ^3He , который является исключительно фермиевской жидкостью. Сверхтекучесть ^3He ассоциируется с возникновением коррелированных пар фермиевских атомов ^3He [6].

Коррелированные пары атомов-фермионов являются бозонами, и для них возможна бозе-конденсация. Коррелированные пары ^3He являются далеким аналогом куперовских пар в сверхпроводниках. Вместе с тем жидкий гелий — термодинамически равновесная система, тогда как магнетофермионный конденсат в полупроводниковой гетероструктуре метастабильна, и в этом состоит одно из главных отличий. И еще, если в случае ^3He , а также ^4He , сверхтекучесть связана с бездиссипативным переносом на макроскопически большие масштабы сверхтекучей компоненты самого вещества, то в случае магнетофермионного конденсата на макроскопические расстояния растекается само возбуждение и связанный с этим возбуждением результирующий целочисленный спин, приносимый в 2D электронную систему через фотовозбужденные ЦТМЭ.

Для прояснения микроскопического устройства магнетофермионного конденсата очень существенно выполнить в самое ближайшее время ряд экспериментов. Среди них первостепенное значение имеют исследования пространственной когерентности магнетофермионного конденсата и, в частности, кросс-коррелятора амплитуд 1-го порядка. Эти эксперименты должны выполняться в духе классических опытов Юнга, которые хорошо известны в волновой оптике. В интересующем нас случае в результате интерференционного сложения на масштабах пространственной когерентности должна возникать картина гармонической модуляции двумерной электронной плотности в самом конденсате.

Другая группа экспериментов должна коснуться прямых измерений времен дипольно-разрешенной излучательной рекомбинации 2D электронов с тяжелыми дырками валентной зоны (так называемые переходы «0–0») как при отсутствии бозе-конденсации ЦТМЭ, так и в условиях, когда возникает магнетофермионный конденсат. Ожидается, что в случае коррелированных в конденсате электронов скорость излучательной рекомбинации окажется на порядок величины большей. Эти эксперименты, в случае успешного исполнения, позволят оценить масштабы электронных корреляционных длин в конденсате.

Наконец, хотелось бы измерить скорость распространения самого возбуждения (аналог «второго звука»), связанного с бозе-конденсатом ЦТМЭ. Естественно ожидать, что эта скорость будет гораздо меньше скорости звука, связанного с акустическими фононами в исследуемой среде.

Настоящая статья приурочена к 85-летию со дня рождения Виктора Валентиновича Еременко, привнесшего выдающийся, фундаментальный научный вклад в оптическую спектроскопию диэлектриков, магнитооптику и физику конденсированных сред в целом.

Авторы благодарны В.А. Кузнецову, оказавшему содействие при выполнении некоторых экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда: грант #16-12-10075.

1. L.V. Kulik, A.V. Gorbunov, A.S. Zhuravlev, V.B. Timofeev, S.M. Dickmann, and I.V. Kukushkin, *Sci. Rep.* **5**, 10354 (2015).
2. L.V. Kulik, A.S. Zhuravlev, S. Dickmann, A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev, I.V. Kukushkin, and S. Schmult, *Nature Commun.* **7**, 13499 (2016).
3. R.H. Dicke, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
4. И.В. Лернер, Ю.Е. Лозовик, *ЖЭТФ* **78**, 1167(1978) [*Sov. Phys. JETP* **51**, 588 (1980)].
5. C. Kallin and B.I. Halperin, *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984).
6. A.J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **71**, S318 (1999).

2D magnetofermionic condensate in GaAs/AlGaAs heterostructures

L.V. Kulik, A.V. Gorbunov, A.S. Zhuravlev,
V.B. Timofeev, and I.V. Kukushkin

A principally new collective state — magnetofermionic condensate — has been found at excitation of long-lived triplet cyclotron magnetoexcitons in Hall insulator with high electron mobility, filling factor $\nu=2$ and at low temperatures, $T < 1$ K. The condensed

phase interacts coherently with external electromagnetic field, exhibiting super-emitting properties, and due to low viscosity spreading over macroscopic distances from the excitation spot along the 2D structure surface. The discovered effects are explained in terms of coherent condensate appearing in a non-equilibrium system of 2D fermions with totally quantized energy spectrum where a degenerate ensemble of long-lived triplet magnetoexcitons with Bose statistics has been created. The condensate occurs in the space of vectors of magnetic translations, the landscape opening new opportunities for future physical investigations.

PACS: 71.35.Lk Collective effects (Bose effects, phase space filling, and excitonic phase transitions);
73.21.Fg Electron states and collective excitations in multilayers, quantum wells, mesoscopic, and nanoscale systems: Quantum wells;
78.67.De Optical properties of low-dimensional, mesoscopic, and nanoscale materials and structures: Quantum wells.

Keywords: 2D triplet cyclotron magnetoexcitons, Hall insulator, 2D fermion system, magnetofermionic condensate.