

## Возбужденные состояния магнитотриона

В. А. Кузнецов\*<sup>+</sup>, Л. В. Кулик<sup>+</sup>, А. С. Журавлев<sup>+</sup>, А. В. Горбунов<sup>1)</sup>, В. Е. Кирпичев<sup>+</sup>, М. Н. Ханнанов<sup>+</sup>,  
И. В. Кукушкин<sup>+</sup>

\*Национальный исследовательский университет, Высшая школа экономики, 101000 Москва, Россия

<sup>+</sup>Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 31 октября 2017 г.

После переработки 30 ноября 2017 г.

В спектре фотолюминесценции двумерного электронного газа в квантующем магнитном поле, при факторе заполнения электронов  $\nu = 2$ , в условиях фотовозбуждения неравновесного ансамбля циклотронных магнитоэкситонов, обнаружены новые линии. Их энергия лежит в области, запрещенной для одночастичных оптических переходов: в диапазоне переходов из возбужденных состояний трехчастичных трансляционно-инвариантных комплексов – магнитотрионов. Предполагается, что новые линии связаны со сложным спектром внутреннего движения магнитотриона, состоящего из электрона на первом и двух тождественных дырок на нулевом уровнях Ландау.

DOI: 10.7868/S0370274X18020054

Связанные трехчастичные состояния электронов и дырок в трехмерных полупроводниках – трионы были предсказаны еще в 1958 году [1]. Предположение о существовании в металлах трехчастичных состояний, состоящих из плазмонов и дополнительных электрона или дырки – плазмарионов – появилось почти на десять лет позднее [2]. Плазмарионы, являясь частным случаем трионов, устроены значительно сложнее, чем обычные трионы, поскольку плазмарион как целое принимает участие в коллективных колебаниях электронной системы металла. Сообщения об экспериментальных наблюдениях как трионов, так и плазмарионов появлялись в литературе, однако большая часть этих сообщений подвергалась обоснованным сомнениям [3]. О первом признанном наблюдении плазмариона в графене вблизи дираковской точки методами ARPES было сообщено лишь недавно [4].

Серьезное продвижение в экспериментальном исследовании трехчастичных комплексов произошло в результате разработки и реализации методики формирования плотных ансамблей циклотронных магнитоэкситонов в двумерных легированных системах в квантующем магнитном поле [5, 6]. Циклотронные магнитоэкситоны (ниже для краткости – магнитоэкситоны) в условиях холловского изолятора, при целочисленном четном факторе заполнения электронных уровней Ландау  $\nu = 2$ , представляют собой связанные двухчастичные электрон-дырочные состояния, образованные фермиевской дыркой (электрон-

ной вакансией) на верхнем заполненном спиновом подуровне нулевого уровня Ландау и возбужденным электроном на нижнем спиновом подуровне первого уровня Ландау. Время релаксации таких магнитоэкситонов может достигать сотен микросекунд [5], поэтому для создания плотных ансамблей циклотронных магнитоэкситонов требуется сравнительно небольшая мощность оптической накачки. В присутствии неравновесного ансамбля магнитоэкситонов физика трионов и плазмарионов унифицируется в рамках одного физического объекта – связанного состояния ферми-дырки и магнитоэкситона.

Важнейшей из особенностей трехчастичных состояний, построенных из электронов и фермиевских дырок зоны проводимости, является то, что массы электрона и дырки в точности совпадают. Это редкое явление, так как обычно массы электронов и дырок в полупроводниках существенно отличаются друг от друга, а физика трионов рассматривается аналогично физике положительно заряженного иона гелия  $\text{He}^+$  и отрицательно заряженного иона водорода  $\text{H}^-$ . В представленной системе мы вплотную приближаемся к физике двумерных ионов позитрония. Таким образом, открывается возможность прямого экспериментального исследования новой иерархии связанных энергетических состояний полупроводникового объекта, эквивалентного двумерному положительно заряженному иону позитрония в квантующем магнитном поле, – квантовому объекту, который до сих пор рассматривался исключительно теоретически [7].

<sup>1)</sup>e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

Для создания неравновесных магнитоэкситонов и исследования спектров фотолюминесценции в присутствии плотного ансамбля магнитоэкситонов использовались две высококачественные гетероструктуры с симметрично легированными одиночными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. Концентрация электронов в двумерном канале составляла  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $3.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при темновой подвижности более  $1.5 \cdot 10^7 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Ширины квантовых ям были 31 и 35 нм, соответственно. В менее узких квантовых ямах (20–25 нм) не обеспечивалась необходимая для исследования трехчастичных комплексов электронная подвижность, а в более широких квантовых ямах (40 нм) не удавалось создать необходимую степень неравновесности. Дело в том, что время релаксации неравновесных экситонов быстро падает с увеличением ширины квантовой ямы вследствие выполаживания кулоновского минимума в дисперсионной зависимости магнитоэкситонов [8]. Оптимум по ширине квантовой ямы для создания неравновесного ансамбля магнитоэкситонов при  $\nu = 2$  достигается при ширине ямы 25–35 нм. Времена релаксации неравновесных магнитоэкситонов при других целочисленных факторах заполнения оказываются существенно более короткими (см., например, [9]). Поэтому создание квазистационарных неравновесных систем магнитоэкситонов с концентрацией на уровне  $10^{10} \text{ см}^{-2}$  и выше при целочисленных факторах заполнения, отличных от  $\nu = 2$ , на данный момент представляется невозможным.

Образцы помещались в откачиваемый резервуар (вставку) с жидким  $^3\text{He}$ , который, в свою очередь, помещался в  $^4\text{He}$ -криостат со сверхпроводящим соленоидом. Оптические измерения проводились при температуре бани  $\simeq 0.45 \text{ K}$  с использованием двухсветовой методики (см., например, [5]). Один световод использовался для фотовозбуждения, а второй – для сбора излучения от образца и передачи сигнала фотолюминесценции на входную щель решеточного спектрометра, оборудованного охлаждаемой ПЗС-камерой. В качестве оптического источника для возбуждения электронной системы и создания ансамбля магнитоэкситонов использовался непрерывный перестраиваемый Ti:Sr-лазер. Для анализа поляризации света фотолюминесценции между исследуемым образцом и собирающим световодом помещались пластинка  $\lambda/4$  и сетчатый линейный поляризатор, сохраняющие свои поляризационные свойства в жидком гелии. Изменение знака циркулярной поляризации регистрируемого излучения достигалось переключением направления век-

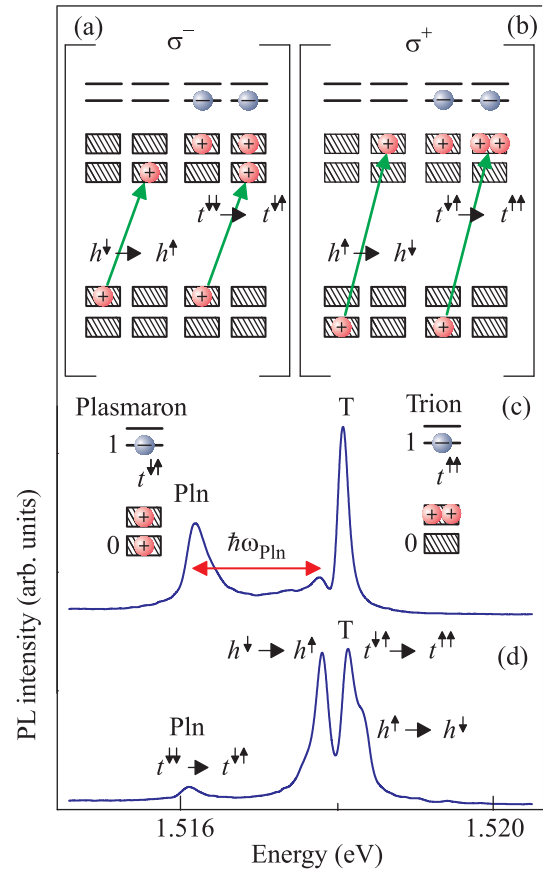


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a, b) – Схема одночастичных и внутритрионных рекомбинационных переходов в двух поляризациях излучаемого света:  $\sigma^-$  и  $\sigma^+$ . (c, d) – Примеры спектров фотолюминесценции двумерного электронного газа в присутствии неравновесного ансамбля долгоживущих циклотронных магнитоэкситонов при концентрации магнитоэкситонов  $\simeq 0.01$  (d) и  $\simeq 0.1$  (c) от числа состояний на одном электронном спиновом подуровне Ландау. В последнем случае в спектре доминируют линии только трехчастичных комплексов: магнитоплазмарионов (PIn) и магнитотрионов (T). Линия магнитоплазмариона сдвинута от линии одночастичного перехода в красную область на величину энергии плазменных осцилляций  $\hbar\omega_{\text{PIn}}$

тора магнитной индукции соленоида на противоположное.

Рассмотрим процессы оптических переходов фотовозбужденной дырки из валентной зоны в зону проводимости электронной системы в GaAs/AlGaAs квантовой яме в присутствии неравновесных магнитоэкситонов. В условиях холловского изолятора с  $\nu = 2$  фотовозбужденная дырка может оказаться в области пространства, где нет магнитоэкситонов. Тогда процесс рекомбинации с участием дырки становится существенно одночастичным. Фотовозбужден-

ная дырка на нулевом (дырочном) уровне Ландау валентной зоны трансформируется в одиночную фермиевскую дырку на нулевом (электронном) уровне Ландау зоны проводимости (переходы  $h^\downarrow \rightarrow h^\uparrow$  и  $h^\uparrow \rightarrow h^\downarrow$  на рис. 1).

В противоположном случае, при наличии неравновесного ансамбля магнитоэкситонов, фотовозбужденная дырка может связаться с магнитоэкситоном в трехчастичное состояние. В спектре фотолюминесценции появляются линии трехчастичных комплексов: магнитотрионов и магнитоплазаронов (переходы  $T$  и  $Pln$  на рис. 1) [10]. Оказывается, что одновременно с линиями трехчастичных комплексов в спектре появляются дополнительные линии (дублет  $A$  на рис. 2) с энергией оптического перехода выше

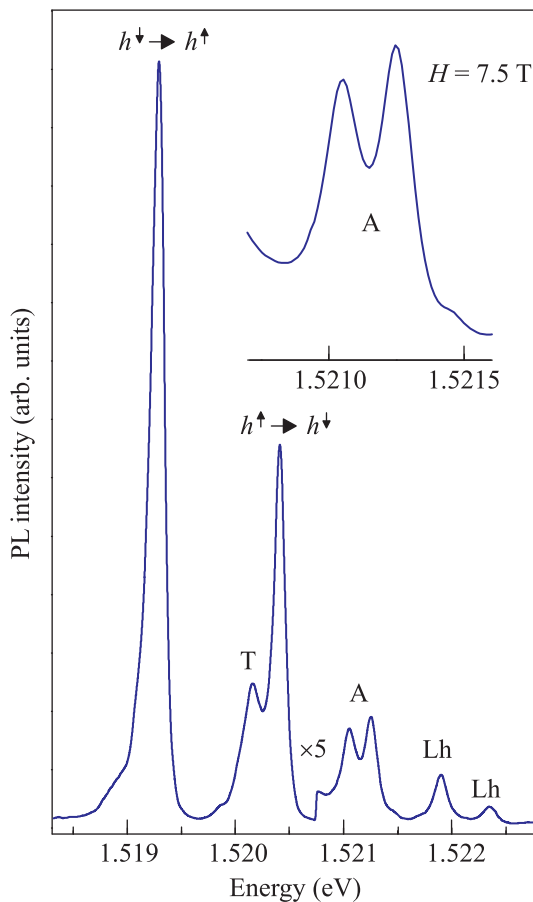


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр фотолюминесценции в присутствии неравновесного ансамбля долгоживущих циклотронных магнитоэкситонов. Помимо линий одночастичных переходов из валентной зоны тяжелых дырок ( $h$ ) и легких дырок ( $Lh$ ) в зону проводимости, в спектре присутствуют линия внутритрионного перехода ( $T$ ) и дублет неизвестных линий ( $A$ ). На вставке – спектр дублета  $A$  в увеличенном виде

энергии одночастичных переходов фотовозбужденных дырок с нулевого уровня Ландау зоны тяжелых дырок, но ниже энергии одночастичных переходов фотовозбужденных дырок с нулевого уровня Ландау зоны легких дырок  $Lh$  (рис. 2 и 3). При этом интенсивность новых линий фотолюминесценции существенно превышает интенсивность линий одночастичных переходов фотовозбужденных дырок с нулевого уровня Ландау зоны легких дырок. Таким образом, новые линии связаны с переходами из состояний, лежащих в щели запрещенных состояний одиночных электронов и дырок. В исследуемой системе такими состояниями могут быть только предсказанные в работе [11] возбужденные состояния магнитотрионов.

Для идентификации новых линий были проведены исследования их поляризационных свойств. Обе линии дублета  $A$  наблюдаются в  $\sigma^+$ -поляризации, где и должны наблюдаться оптические переходы магнитотрионов. Чтобы проверить, попадают ли новые линии в область возможных оптических переходов из возбужденных состояний магнитотриона, был проведен расчет связанных состояний триона с учетом реального потенциального рельефа, ограничивающего движение электронов в направлении роста квантовых ям.

Задача взаимодействия произвольного числа заряженных частиц в магнитном поле была поставлена в работе [12]. Для системы с нулевым полным зарядом было разделено движение зарядов на движение относительно центра масс и движение самого центра масс. В случае трех взаимодействующих частиц полное разделение внутренних и внешних степеней свободы в общем случае невозможно. Однако при равенстве циклотронных масс взаимодействующих частиц, как в нашем случае, возможно частичное разделение [11]. Используя формализм работ [11, 13] и выбирая базис для диагонализации гамильтониана магнитотриона в размере  $3600 \times 3600$ , удалось получить спектр связанных состояний. Дипольно-разрешенными переходами для магнитотриона внутри зоны проводимости являются переходы с изменением проекции полного механического момента на ось магнитного поля на единицу:  $\Delta M_z = \pm 1$ . Однако, при оптических переходах фотовозбужденной дырки из валентной зоны в зону проводимости необходимо, чтобы выполнялось условие  $\Delta M_z = 0$ . Предполагается также, что в процессе оптического перехода сохраняются вектор магнитных трансляций магнитотриона и спины электронов и дырок. Оказывается, что даже при выбранных допущениях в спектре трехчастичных состояний электронной системы

появляются связанные состояния, соответствующие одному и тому же  $M_z$  (см. рис. 3). Разница в энер-

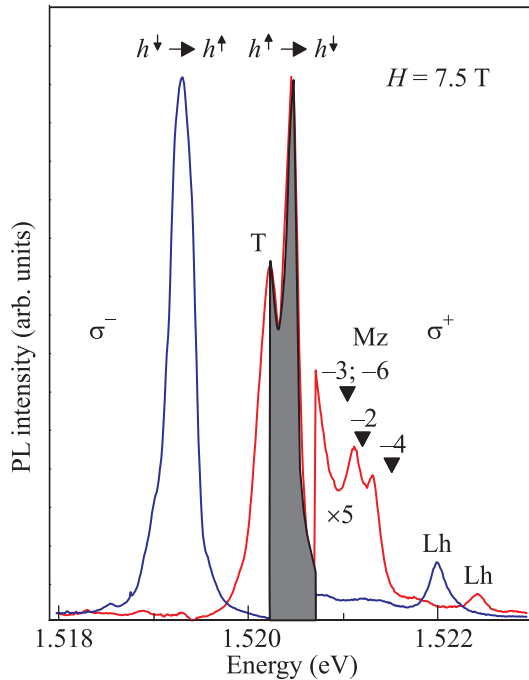


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры фотолуминесценции в двух поляризациях излучаемого света:  $\sigma^-$  и  $\sigma^+$ . Помимо одночастичных переходов из валентной зоны тяжелых (h) и легких (Lh) дырок, наблюдаются линии основного внутритрионного перехода (Т) и линии спектрального дублета (А). Треугольниками показаны расчетные энергии оптических переходов, отложенные от энергии линии главного диполь-разрешенного внутритрионного перехода Т ( $\Delta M_z = 0$ ). Для каждой точки указана проекция полного момента магнитотриона  $M_z$  на ось магнитного поля. Темной штриховкой обозначена область энергий, занимаемая слабосвязанными состояниями магнитотриона

гиях связанных состояний с одинаковыми главными квантовыми числами магнитотриона попадает с хорошей точностью в диапазон энергий, разделяющий основные дипольно-разрешенные переходы магнитотриона и дублет новых линий А (см. рис. 3).

Таким образом, новые линии в спектрах фотолуминесценции двумерных электронных систем в присутствии ансамбля неравновесных долгоживущих циклотронных магнитоэкситонов связаны, по всей видимости, со спектром внутреннего движения магнитотриона, состоящего из электрона на первом уровне Ландау и двух тождественных ферми-

дырок на нулевом уровне Ландау. Из расчетов следует, что максимальное количество линий, которые могут быть разрешены в спектрах фотолуминесценции со спектральной шириной, определяемой качеством исследуемых структур, не превышает трех. Поскольку на данный момент непонятна причина нарушения внутренних симметрий магнитотриона в процессе перехода фотовозбужденной дырки из валентной зоны в фермиевскую дырку в зоне проводимости, сложно предсказать, какие из линий переходов из возбужденных состояний должны быть более, а какие – менее активными в спектрах фотолуминесценции. Соответственно, неизвестно какие именно оптические магнитотрионные переходы связаны с наблюдаемым спектральным дублетом А. Ответы на эти вопросы могут быть получены при дальнейшем развитии теории трехчастичных состояний в квантующем магнитном поле в присутствии слабого случайного потенциала.

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

1. M. A. Lampert, Phys. Rev. Lett. **1**, 450 (1958).
2. L. Hedin, B. I. Lundqvist, and S. Lundqvist, Solid State Commun. **5**, 237 (1967).
3. V. V. Solovyev and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **79**, 233306 (2009).
4. A. Bostwick, F. Speck, T. Seyller, K. Horn, M. Polini, R. Asgari, A. H. MacDonald, and E. Rotenberg, Science **328**, 999 (2010).
5. L. V. Kulik, A. V. Gorbunov, A. S. Zhuravlev, V. B. Timofeev, S. M. Dickmann, and I. V. Kukushkin, Sci. Rep. **4**, 10354 (2015).
6. 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).
7. W. F. Xie, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **36**, 3079 (2003).
8. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
9. A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, L. V. Kulik, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **89**, 161301(R) (2014).
10. A. S. Zhuravlev, V. A. Kuznetsov, L. V. Kulik, V. E. Bisti, V. E. Kirpichev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **117**, 196802 (2016).
11. A. B. Dzyubenko, Solid State Commun. **113**, 683 (2000).
12. J. E. Avron, I. W. Herbst, and B. Simon, Ann. Phys. (N.Y.) **114**, 431 (1978).
13. A. B. Dzyubenko and A. Y. Sivachenko, Phys. Rev. Lett. **84**, 4429 (2000).