

Особенности фоновых повторений линии фотолюминесценции экситона, связанного на акцепторе в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

© П.В. Петров[¶], Ю.Л. Иванов, Н.С. Аверкиев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 19 января 2009 г. Принята к печати 2 февраля 2009 г.)

Исследованы фоновые повторения линии фотолюминесценции, относящейся к рекомбинации связанного на акцепторе экситона в квантовых ямах структуры GaAs/AlGaAs. Показано, что рекомбинация такого экситона сопровождается оже-процессом, заключающимся в переводе оставшейся на нейтральном акцепторе тяжелой дырки в возбужденное состояние легкой дырки. При этом высвободившийся момент импульса дырки передается фонону.

PACS: 73.21.Fg, 78.67.De, 71.35.Ji, 63.20.kd

1. Введение

К настоящему времени оптические свойства квантовых ям GaAs/AlGaAs, легированных акцепторами, подробно изучены как экспериментально, так и теоретически. Хорошо исследована энергетическая структура как мелкого водородоподобного акцептора в квантовой яме, так и энергетическая структура связанного на таком акцепторе экситона (см. работу [1] и ссылки в ней). Теоретически, в рамках подхода пространства с дробной размерностью, а также экспериментально были исследованы фоновые повторения, связанные с рекомбинацией свободного электрона и нейтрального акцептора в квантовых ямах GaAs/AlGaAs [2]. Однако фоновые повторения, связанные с рекомбинацией связанного на акцепторе экситона, до сих пор не привлекали внимания. В данной работе исследуются спектры фотолюминесценции квантовых ям GaAs/AlGaAs, легированных акцепторной примесью бериллия. На основе анализа спектральных свойств фоновых повторений линии рекомбинации связанного на акцепторе экситона будет показано, что такая рекомбинация происходит в сопровождении оже-процесса с участием локализованной на акцепторе дырки. Также будет показано, что при испускании одного фонона происходит передача момента импульса от дырки, локализованной на акцепторе, к фонону, испускаемому в плоскости квантовой ямы.

2. Эксперимент

Экспериментально исследовались образцы, выращенные на установке молекулярно-пучковой эпитаксии. Каждая из структур представляла собой набор из 10 квантовых ям GaAs, разделенных барьерами 15 нм Al_{0.35}Ga_{0.65}As. В центре ям производилось селективное легирование бериллием в слое 5 нм с объемной концентрацией дырок $(3-4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Концентрация легирования контролировалась с помощью измерений эффекта Холла при комнатной температуре. Было выращено два

образца с ширинами квантовых ям 10 и 15 нм. Результаты, полученные для образца с шириной ямы 10 нм, качественно воспроизводят результаты, полученные на образце с шириной ямы 15 нм. Однако, вследствие слабой интенсивности связанного экситона, результаты, полученные на образце с шириной ямы 10 нм, имеют большую погрешность. Далее в работе обсуждаются измерения только образца с шириной ямы 15 нм.

Для оптической накачки фотолюминесценции использовался полупроводниковый лазер мощностью 80 мВт с длиной волны 660 нм. Образец погружался в криостат с жидким гелием, подведение света накачки и выведение фотолюминесцентного излучения из криостата осуществлялось посредством кварцевого многомодового волновода диаметром 0.5 мм. Измерение спектров фотолюминесценции производилось при помощи двойного монохроматора ДФС-12, излучение детектировалось охлаждаемым фотоприемником ФЭУ-62 в режиме счета фотонов. Для анализа поведения фотолюминесценции в магнитном поле образец помещался в сверхпроводящий соленоид с магнитным полем до 3.2 Тл.

На рис. 1 представлен спектр фотолюминесценции образца с шириной квантовой ямы 15 нм. Основными в спектре являются линия рекомбинации свободного электрона с дыркой нейтрального акцептора A^0 (1.5142 эВ) и линия рекомбинации экситона, связанного на акцепторе BE (1.5302 эВ). Справа от линии рекомбинации связанного экситона присутствует плечо рекомбинации свободного экситона FE. Также в спектре присутствуют первые и вторые фоновые реплики от двух доминирующих линий (на рисунке линии указаны индексами LO и 2LO соответственно). В положениях максимумов фоновых повторений присутствует следующая особенность. Оба видимых фоновых повторения, связанных с переходом электрона из зоны проводимости на акцептор, располагаются в точности через интервалы, равные энергии оптического фонона в GaAs $h\nu_{LO} = 36.75 \text{ мэВ}$ [3]. Второе фоновое повторение линии рекомбинации связанного экситона располагается на расстоянии, точно соответствующем $2h\nu_{LO}$. Однако первое фоновое повторение линии рекомбинации связанного экситона смещено от

[¶] E-mail: pavel.petrov@gmail.com

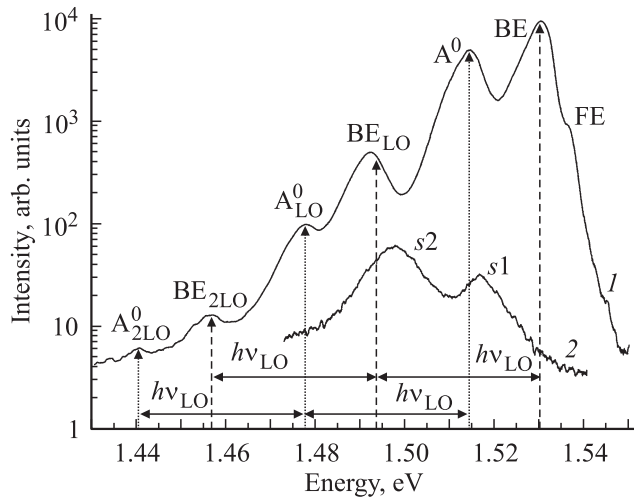


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции образца с квантовыми ямами шириной 15 нм, измеренные: 1 — с лицевой стороны (вертикальными линиями указаны положения максимумов основных линий и рассчитанные положения их фононных реплик); 2 — со стороны подложки (*s1* — линия экситонной и донорной рекомбинации, *s2* — линия акцепторных и межпримесных переходов).

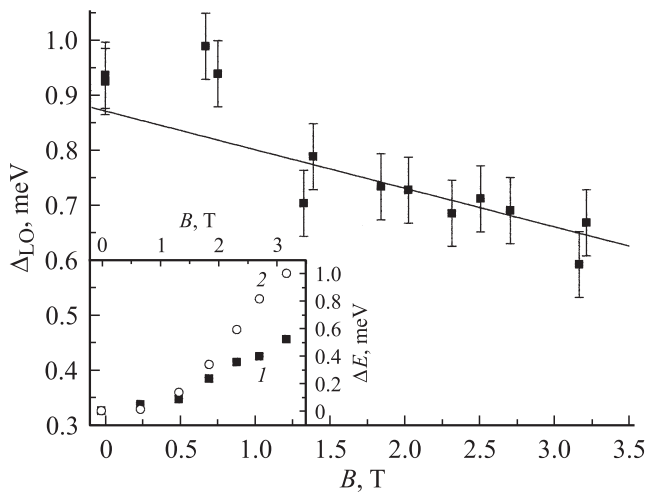


Рис. 2. Зависимость сдвига фононного повторения линии связанного экситона от магнитного поля. Прямая линия проведена под наклоном $2\mu g_{hh}B$, где g -фактор тяжелой дырки $g_{hh} = 0.61$ [1]. На вставке — смещения в магнитном поле линии рекомбинации связанного экситона (1) и ее фононного повторения (2).

ожидаемого положения в длинноволновую область на $\Delta_{LO} = 0.9$ мэВ. Точность определения энергий максимумов составляла величину порядка 0.1 мэВ для основных пиков и их первых повторений и около 0.2 мэВ для вторых повторений, следовательно, данное смещение не может быть объяснено ошибкой эксперимента. На положение максимума фононного повторения могло повлиять присутствие в спектре линий фотолюминесценции рекомбинации фотовозбужденных электронов и дырок

в подложке. Однако интенсивность фотолюминесценции из подложки в данных образцах слабая (спектр 2 на рис. 1) и, как видно из спектров, ее максимум расположен выше по энергии от линии фононного повторения. Следовательно, возможное присутствие данной линии в спектре не может объяснить смещение фононного повторения в длинноволновую область.

Также исследовалось поведение спектров фотолюминесценции в магнитном поле. Исследуемые линии имеют квадратичный по полю диамагнитный сдвиг энергетического положения вследствие деформирования волновых функций в магнитном поле (см. вставку на рис. 2). Очевидно, что диамагнитный сдвиг как для основной линии рекомбинации связанного экситона, так и для ее фононных повторений должен быть одинаков. Следовательно, смещение фононного повторения можно по-прежнему полагать равным $\Delta_{LO} = E_{BE} - E_{LO} - h\nu_{LO}$, где E_{BE} — энергия линии связанного экситона, а E_{LO} — энергия ее первой фононной реплики. Как видно из представленной на рис. 2 зависимости $\Delta_{LO}(B)$, в магнитном поле смещение фононного повторения линии связанного экситона уменьшается, достигая 0.6 мэВ в поле порядка 3.2 Тл. При этом остальные интервалы между линиями и их репликами остаются неизменными в пределах погрешности измерения.

3. Обсуждение экспериментальных результатов

Чтобы установить причину смещения первого фононного повторения линии связанного экситона, необходимо проанализировать структуру уровней энергии нейтрального акцептора, а также энергетическую структуру экситона, связанного на акцепторе.

В объемном GaAs основной уровень акцептора вырожден и локализованные состояния легкой и тяжелой дырки имеют одинаковую энергию. Эффект квантового ограничения снимает вырождение и приводит к расщеплению состояний с разным значением проекции собственного момента на ось роста квантовой ямы. В квантовых ямах GaAs/AlGaAs шириной около 10–15 нм уровень легкой дырки будет находиться выше уровня тяжелой на величину порядка 1 мэВ.

В связанном на акцепторе экситоне обменное взаимодействие двух дырок приводит к тому, что основным состоянием такой системы будет состояние с полным моментом дырок $J = 2$ [1]. В квантовой яме происходит расщепление данного состояния на состояниях с возможными значениями проекции момента $m_J = \pm 2, \pm 1$ и $m_J = \pm 2, \pm 0$, при этом последнее является энергетически более выгодным. Наиболее вероятным процессом рекомбинации устроенного таким образом связанного экситона является рекомбинация с участием одной из двух тяжелых дырок с антипараллельными спинами. При этом образуются фотон и нейтральный акцептор с тяжелой дыркой в основном состоянии. При рекомбинации с участием фонона происходит переход остающейся после

рекомбинации дырки из основного состояния акцептора с проекцией спина $\pm 3/2$ в возбужденное состояние с проекцией спина $\pm 1/2$. При этом разница в энергиях между этими состояниями вычитается из энергии кванта света, что и дает наблюдаемый сдвиг первого фононного повторения.

Данное объяснение опирается на следующее рассуждение о возможности перехода между акцепторными состояниями типа $\pm 3/2 \leftrightarrow \pm 1/2$. Наиболее эффективно с носителями заряда в арсениде галлия взаимодействуют продольные оптические фононы. В случае квантовых ям фононы могут распространяться как в плоскости квантовой ямы, так и вдоль оси роста. В первом случае фононы более значительно взаимодействуют с локализованными дырками из-за большей степени перекрытия волновых функций. Линейную поляризацию продольного оптического фонона в плоскости квантовой ямы можно представить как суперпозицию двух круговых поляризаций. Каждая из таких поляризаций может разрешать переходы между соответствующими состояниями тяжелых и легких дырок. Следовательно, переходы типа $\pm 3/2 \leftrightarrow \pm 1/2$ в квантовой яме возможны при наличии взаимодействия с продольным оптическим фононом, ориентированным в плоскости ямы.

Второе фононное повторение линии связанного экситона не смещается подобно первому. Это объясняется тем, что при рекомбинации с участием двух фононов, фононы могут излучаться с противоположными импульсами. Передачи момента импульса и возбуждения дырки из основного состояния при этом не должно происходить. Недостаточная мощность лазера накачки не позволила получить спектры третьего фононного повторения. Однако ясно, что в случае третьего фононного повторения получить столь однозначную картину, как в случае первого, невозможно, так как из импульсов трех фононов можно составить как нулевую, так и ненулевую их сумму.

Приложение магнитного поля в направлении роста структуры снимает эффект смещения первого фононного повторения. В приложенном в эксперименте магнитном поле напряженностью 3.2 Тл это смещение уменьшается от 0.9 до 0.6 мэВ. Этот факт объясняется тем, что в магнитном поле происходит значительный сдвиг уровня энергии экситона со значениями проекции момента дырок на ось роста $m_J = \pm 2, \pm 1$ относительно уровня со значениями $m_J = \pm 2, \pm 0$, в результате которого первый из них становится основным. При рекомбинации связанного экситона из состояния $m_J = \pm 2, \pm 1$ наиболее вероятен переход, в результате которого на акцепторе остается дырка с проекцией спина $\pm 1/2$. В этом случае смещения фононного повторения в длинноволновую область быть не должно. Следовательно, при увеличении магнитного поля сдвиг фононного повторения должен исчезать по мере того, как уровень связанного экситона $m_J = \pm 2, \pm 1$ становится ниже по энергии, чем уровень $m_J = \pm 2, \pm 0$. Из наших экспериментальных данных следует, что это происходит в магнитных полях, больших

чем 1 Тл. Зависимость сдвига фононного повторения от магнитного поля соответствует сдвигу уровня связанного экситона $m_J = \pm 2, \pm 1$, равного $\Delta E = 2\mu g_{hh}B$, где μ — магнетон Бора (рис. 2), что подтверждает нашу трактовку экспериментальных данных.

4. Заключение

В данной работе были исследованы фононные повторения в спектрах фотолюминесценции квантовых ям GaAs/AlGaAs, легированных бериллием. Обнаружено, что рекомбинация связанного на акцепторе экситона сопровождается оже-процессом с возбуждением акцепторной дырки, причем энергия возбуждения отбирается от фотона, а момент импульса дырки передается продольному оптическому фонону, испускаемому в плоскости квантовой ямы. Этот эффект выражается в сдвиге линии первого фононного повторения в длинноволновую область. Магнитное поле уменьшает величину сдвига в полном соответствии с нашим анализом.

Авторы работы благодарны технологам группы Г.Э. Цырлина за помощь в выращивании образцов.

Работа поддержана научными программами Российской академии наук, РФФИ (№ 07-02-00325-а) и президентской программой „Ведущие научные школы“ (НШ 5920.2006.2).

Список литературы

- [1] Q.X. Zhao, S. Wongmanerod, M. Willander, P.O. Holtz, S.M. Wang, M. Sadeghi. Phys. Rev. B. **63** (19), 195 317 (2001).
- [2] J. Kundrotas, A. Cerskus, S. Asmontas, G. Valusis, M.P. Halsall, E. Johannessen, P. Harrison. Semicond. Sci. Technol., **22** (7), 1070 (2007).
- [3] A. Mooradian, G.B. Wright. Sol. St. Commun., **4** (9), 431 (1966).

Редактор Т.А. Полянская

Features of phonon sidebands in the photoluminescence of acceptor bound exciton in GaAs/AlGaAs quantum wells

P.V. Petrov, Yu.L. Ivánov, N.S. Averkiev

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The phonon sidebands of the photoluminescence band corresponding to recombination of acceptor bound excitons in GaAs/AlGaAs quantum wells was studied. It was shown, that the recombination of the bound exciton is accompanied by Auger process implying a shaking-up heavy to light hole in final state of neutral acceptor. Furthermore, the released angular momentum is given to the phonon.