

Аномальное поведение экситонов на легких дырках в напряженных гетероструктурах (In, Ga)As/GaAs

© Х. Муманис, Р.П. Сейсян, М.Э. Сасин, Х.М. Гиббс*, А.В. Кавокин, С.И. Кохановский, Г. Хитрова*

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

*Оптический Научный Центр, Университет Аризоны, Таксон, США

Дополнительная локализация дырок за счет кулоновского притяжения к электрону, находящемуся в квантовой яме, оказывается существенной для экситонов с легкой дыркой в гетероструктуре (In, Ga)As/GaAs. Детально изучается тонкая структура оптических и магнитооптических спектров этих КЯ с учетом образования "кулоновской ямы" и деформаций.

1. В гетероструктурах (ГС) (In, Ga)As/GaAs реализуется смешанный гетеропереход "тип I—тип II", обладающий той особенностью, что в слое тройного раствора InGaAs присутствуют притягивающие потенциалы для электрона и тяжелой дырки и отталкивающий потенциал для легкой дырки. Природа экситонов с легкой дыркой в этих объектах не очевидна. В глубоком типе II они являются пространственно-непрямыми, однако в спектрах поглощения ГС (In, Ga)As/GaAs наблюдаются максимумы для состояний экситонов с легкой дыркой, сила осциллятора которых значительно выше ожидаемой для пространственно-непрямых переходов [1,2]. Это можно объяснить, учитывая возможность дополнительной локализации легкой дырки, благодаря кулоновскому притяжению последней к электрону, пространственно ограниченному потенциалом КЯ. Этот эффект приводит к возникновению "кулоновской ямы" для легкой дырки в слое тройного раствора, которая, в свою очередь, обеспечивает некоторую пространственную локализацию легкой дырки в пределах этого слоя, и оптические переходы оказываются прямыми [3].

Для того, чтобы обнаружить тонкую структуру спектров, связанную с легкодырочными переходами с состояний "кулоновской ямы", необходимо использовать образцы высокого совершенства, характеризующиеся очень малой полушириной спектральных линий.

Теоретические расчеты энергий связи экситона в магнитном поле и осцилляторных уровней в "кулоновской яме" позволяют исследовать наблюдаемое поведение экситона с легкой дыркой. Нам впервые удалось выделить вклад "кулоновской ямы" количественно и оценить высоты "кулоновских ям" и реальные энергетические положения уровней LH1 и LH3.

2. Экспериментально исследовался набор образцов с различными параметрами, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для оптических измерений подложки были полностью удалены химическим травлением. Чтобы обнаружить эффекты, связанные с влиянием "кулоновской ямы", мы, в первую очередь, выбрали гетероструктуры $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с низким содержанием In, $x = 0.05 \div 0.08$. При такой концентрации In были получены образцы наилучшего качества. При параметрах образцов NMC 21 и NMC 11 $x = 0.045$ и 0.062 , ширина ямы $L_z = 90$ и 88 \AA , толщина барьера $L_b = 822$ и 758 \AA ,

ширины спектральных линий для перехода HH1E1 составляли 0.8 и 1.1 meV , соответственно. Магнитооптические измерения выполнялись при температуре $T = 1.7 \text{ K}$ в откачиваемом гелиевом криостате со сверхпроводящим соленоидом, который позволял получать поля до 7.5 T .

3. В результате экспериментов были получены спектры поглощения и магнитоосцилляций, содержащие многочисленные максимумы, соответствующие экситонным переходам с легкой и тяжелой дырками. Оптический спектр поглощения образца с составом $x = 0.045$, измеренный до и после удаления подложки, показан на рис. 1. Свободные от подложки образцы демонстрируют значительно больше деталей спектра. На спектрах можно отличить два уровня поглощения. Первый уровень, более слабого поглощения, соответствует переходам на электронный уровень в квантовой яме InGaAs, в то время как более сильные спектральные особенности принадлежат переходам в барьере GaAs. Поглощение в барьерах может быть описано в терминах экситон-поляритонных процессов с наложением эффекта слабой деформации растяжения в плоскости слоя [4]. Все положения пиков в свободных образцах оказываются смещенными к мень-

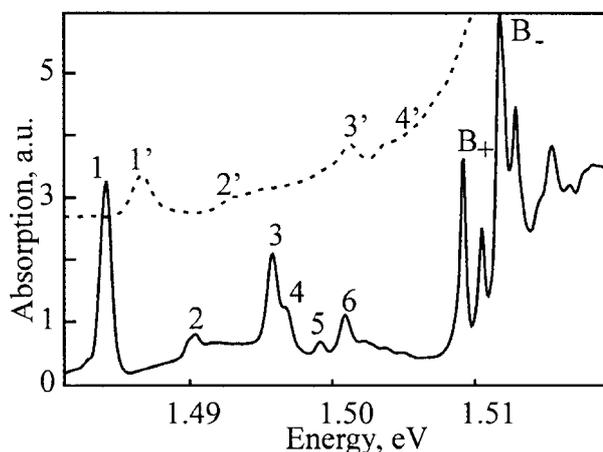


Рис. 1. Спектры поглощения образца NMC21 при температуре 1.7 K , без магнитного поля. Пунктирная линия демонстрирует спектр поглощения образца до стравливания подложки, сплошная линия — после стравливания. Цифрами обозначены максимумы поглощения, соответствующие переходам между электронами и дырками ямы, буквами — переходам в барьере.

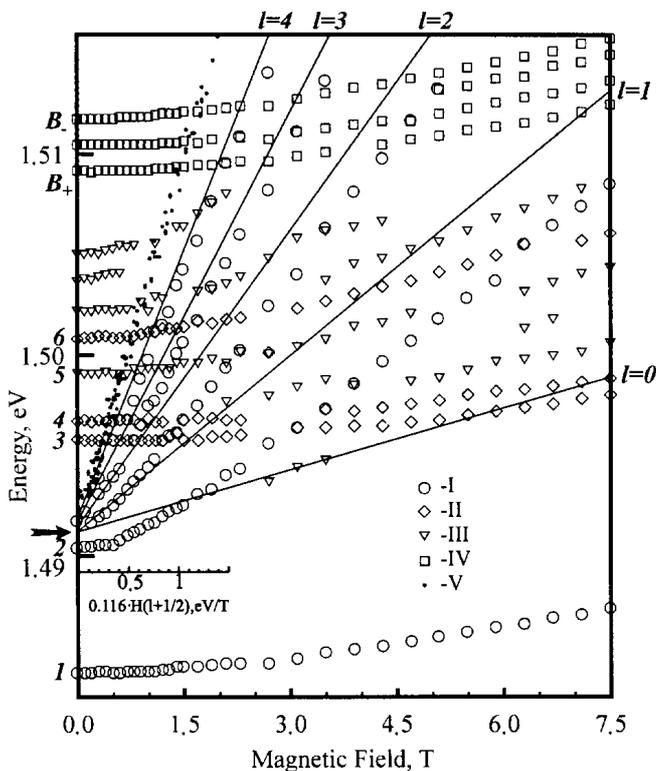


Рис. 2. Веерная диаграмма образца NMC21, полученная при правополяризованной поляризации света. Экситонные переходы: I — HH1E1, II — LHE1, III — переходы с более глубоких "осцилляторных" уровней легкой дырки (предположительно), IV — переходы в барьере. Сплошные линии — переходы между уровнями Ландау тяжелой дырки HH1 и электрона E1, l — номер уровня Ландау электрона, цифры слева соответствуют цифрам на рис. 1. Стрелкой отмечена энергия перехода между уровнями HH1 и E1 в нулевом магнитном поле.

шим энергиям на 2.5–6.6 meV относительно образца на подложке. Для переходов тяжелых и легких дырок сдвиг различен. Наиболее длинноволновые линии, связанные с переходами на электронный уровень в квантовой яме, могут быть разделены на две группы: две первые линии связаны с экситоном HH1E1 в основном ($1s$) и первом возбужденном ($2s$) состояниях. Оставшиеся линии могут соответствовать только состояниям экситона с легкой дыркой. Обратим внимание на тот факт, что для низкого содержания In, согласно расчетной схеме, другие оптические переходы в этой системе отсутствуют. Веерная диаграмма для положений максимумов поглощения в магнитных полях показана на рис. 2. Ясно, что одна группа линий обнаруживает типичное поведение диамагнитных экситонов в КЯ [5] и ее можно связать с экситоном HH1E1.

Наиболее интересным является поведение экситонных линий легких дырок. Отметим, что экситон с легкой дыркой не формирует собственной веерной диаграммы и положения максимумов легкой дырки слабо зависят от магнитного поля. Кроме того, подчеркнем, что такую же слабую зависимость от магнитного поля демонстрирует

и вторая линия легкой дырки, что противоречит модели формирования спектра магнитопоглощения в обычной квази-2D системе, описанной в [5].

4. Различие между свободными образцами и образцами на подложке проявляется в изменении положений максимумов поглощения на рис. 1. Этот рисунок показывает также некоторую деформацию слоев GaAs барьера в свободных образцах, которую можно оценить количественно с помощью сдвигов δE и деформационного расщепления Δ_e относительно свободного объемного образца GaAs. Согласно [6], изменение напряженного состояния слоя (In, Ga)As можно описать через деформацию барьера e как $\Delta e = e_1 - e_0 = ek$, где e_1 представляет результирующую, а e_0 — исходную деформацию в (In, Ga)As (до снятия с подложки), и $k = 5.6512 / (5.6512 + 0.4x) \approx 1$. Это позволяет описать сдвиги Δ_1 и Δ_2 для HH1E1 и LH1E1 соответственно [7,8].

$$\Delta_1 = -a_x(2 - \lambda_x^{100})e - b_x(1 + \lambda_x^{100})e,$$

$$\Delta_2 = -a_x(2 - \lambda_x^{100})e - b_x(1 + \lambda_x^{100})$$

$$\times e[1 + 9b_x(1 + \lambda_x^{100})(e_0 + e_1)/4\Delta_{0x}], \quad (1)$$

λ_x^{100} — параметр, выражающийся через компоненты тензора упругости, b — константа деформационного потенциала.

Экситонные переходы с тяжелой дыркой доминируют в спектрах магнитопоглощения. Веерные диаграммы для этих переходов типичны для прямых 2D экситонных переходов в магнитном поле [5]. Чтобы восстановить "истинные" значения энергии переходов между уровнями Ландау, необходимо прибавить к энергии экситонных переходов, полученной из экспериментальных спектров поглощения, расчетные энергии связи экситонов. Реконструкция веерной диаграммы, включающая в себя экспериментальные данные и теоретические расчеты, показана на рис. 2 (сплошные линии). Исключая систему переходов тяжелой дырки, вошедшую в диаграмму, можно уверенно выделить пики, принадлежащие легкой дырке. Теоретические данные, полученные в [1,2], позволяют вычислить конфигурацию кулоновских ям и осцилляторные уровни энергии. Главные параметры такой ямы слабо зависят от параметров материала квантоворазмерного слоя и его толщины. Для образцов NMC 21 и NMC 11 общая глубина кулоновских ям имеет порядок $V_0 = 12-17$ meV, при этом первый уровень энергии LH1 находится при $-12.5-15$ meV относительно основания "кулоновской ямы", а расщепление между первыми оптически активными осцилляторными уровнями легкой дырки LH1 и LH3 составляет $\Delta E_{osc} = 2-5$ meV.

Полуширина "кулоновской ямы" составляет около 200 Å, что существенно больше, чем ширина слоя (In, Ga)As. Принимая во внимание смешивание состояний легких дырок в яме и в барьере, мы рассчитали энергии связи экситонов для разных уровней Ландау и при разных магнитных полях. Результаты расчетов оказались возможным привести таким образом в хорошее согласие с экспериментальными данными.

Дополнительно были изучены образцы с более высоким x . На рис. 3 наряду с экспериментальными точками для экситонных переходов LH1E1, принадлежащими образцам с разными x и L_z , нанесены кривые для $E_g(x)$, E_c и E_{lh} (E_g — ширина запрещенной зоны, E_c и E_{lh} — уровни дна зоны проводимости и потолка зоны легких дырок соответственно).

Если вычесть из экспериментальных значений энергий переходов энергии первых квантоворазмерных уровней E1 HH1 в квантовых ямах, мы можем восстановить "экспериментальные" $E_g(x)$, E_c и $E_c + E_{lh}$ для образцов с различным x . Согласие, достигнутое для HH1E1, является весьма хорошим и экспериментальная ошибка не превышает ± 2 meV, в то время как экспериментальные точки для LH1E1 оказываются заметно ниже соответствующих кривых для больших концентраций ($x > 0.05$) и приближаются к ним для малых концентраций индия ($0 < x < 0.05$).

Это можно объяснить тем, что при малых x наш расчет "кулоновской ямы" недостаточно точен из-за того, что мы не учитывали близость энергетического уровня электрона к барьеру. На рис. 4 мы приводим расчет зависимости положения верхнего осцилляторного уровня в кулоновской яме от состава x . E_{LH1} , естественно, равно нулю для $x = 0$ и достигает стационарного значения только при $x \gg 0.05$. Экспериментальные точки, вычисленные как разность между пересчитанными

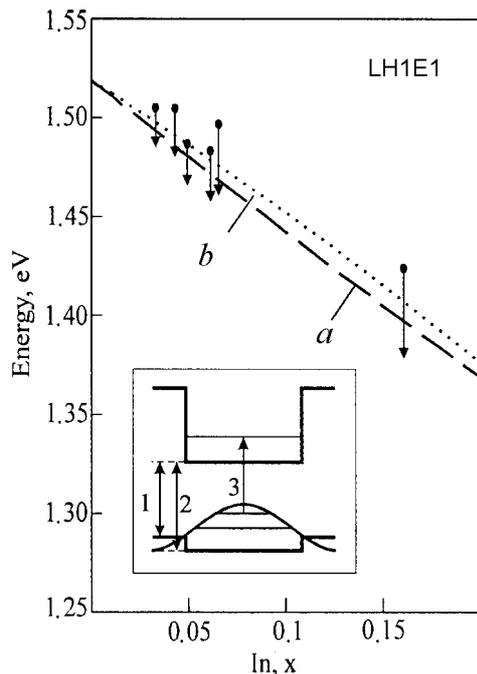


Рис. 3. Зависимости энергетических зазоров между дном электронной ямы и вершиной валентной зоны в барьере (a), вершиной зоны легких дырок в (In,Ga)As (b) от содержания индия. На вставке: энергетическая схема образца. Стрелка 3 соответствует переходам в предполагаемой модели.

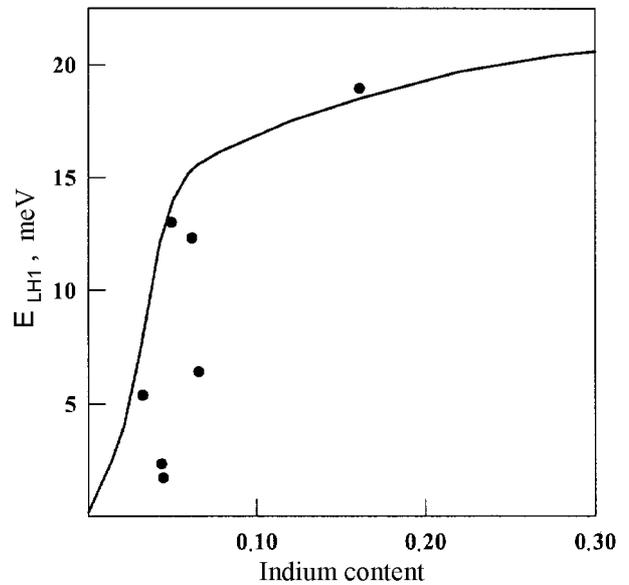


Рис. 4. Зависимость положения осцилляторного уровня E_{LH1} относительно вершины зоны легких дырок в слое (In, Ga)As от состава x . Сплошная кривая — теоретическая. Точки — расстояние между пересчитанными экспериментальными данными (треугольники на рис. 3) и пунктирной кривой b (там же).

опытными данными (треугольники на рис. 2) и пунктирной кривой (рис. 3) для энергетической разности между дном электронной ямы и вершинами зоны легких дырок в слое (In, Ga)As, удовлетворительно согласуются с такой теоретической зависимостью, что можно рассматривать как количественное подтверждение модели "кулоновской ямы".

Работа поддержана грантами ГНТП 1–020/2 и 1–080/4.

Список литературы

- [1] R.P. Seisyan, A.V. Kavokin, S.I. Kokhanovskii, A.I. Nesvizhskii, M.E. Sasin, M.A. Sinitsin, B.S. Yavich. *Semicond. Sci.&Technol.* **10**, 611 (1995).
- [2] А.В. Кавокин, С.И. Кохановский, А.И. Несвижский, М.Е. Сасин, Р.П. Сейсян, А.П. Егоров, А.В. Жуков, В.М. Устинов. *ФТП*, **31**, 1109 (1997).
- [3] Ал.Л. Эфрос. *ФТП*, **20**, 128 (1986).
- [4] G.N. Aliev, N.V. Luk'yanova, R.P. Seisyan, M.R. Vladimirova, V.N. Bessolov, H. Gibbs, G. Khitrova. *Compound Semicond.* **155**, 169 (1996).
- [5] A.V. Kavokin, M.A. Kaliteevskii, S.V. Goupalov, J.D. Berger, O. Lyngnes, H.M. Gibbs, G. Khitrova, A. Ribayrol, A. Bellabchara, P. Lefebvre, D. Coquillat, J.P. Lascaray. *Phys. Rev.* **B54**, R11078 (1996).
- [6] Г.Н. Алиев, Н.В. Лукьянова, Р.П. Сейсян. *ФТТ* **38**, 4, 1067 (1996).
- [7] А.В. Кавокин, А.И. Несвижский, Р.П. Сейсян. *ФТП* **27**, 977 (1993).
- [8] S.I. Kokhanovskii, K. Moumanis, M.E. Sasin, R.P. Seisyan. *Nanostructures Physics and Technology* (1997). P. 69.