

Магнито-экситоны в приповерхностных квантовых ямах: эксперимент и теория

© В.Д. Кулаковский, Л.В. Кулик, А.Л. Яблонский*, А.Б. Дзюбенко*, Н.А. Гиппиус*, С.Г. Тиходеев*, А. Форхел**

Институт физики твердого тела Российской академии наук, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

* Институт общей физики Российской академии наук, 117942 Москва, Россия

** Университет Вюрцбурга, Вюрцбург, Германия

Измерены спектры фотолюминесценции и спектры фотовозбуждения люминесценции магнито-экситонов в приповерхностных квантовых ямах InGaAs/GaAs в магнитном поле. Количественно исследован эффект диэлектрического усиления экситона в квантовой яме при уменьшении толщины барьерного слоя как в магнитном поле, так и без него.

Экситоны в тонких полупроводниковых пленках, нитях и точках, окруженных диэлектриком или вакуумом, значительно усиливаются благодаря уменьшению экранирования кулоновского потенциала в окружающей полупроводник среде с меньшей диэлектрической проницаемостью, ϵ [1,2]. С формальной точки зрения эффект описывается учетом дополнительного взаимодействия электрона и дырки в экситоне с зарядами изображений. Этот эффект, называемый диэлектрическим усилением экситонов, исследовался теоретически для разнообразных типов структур [3–5]. Экспериментально изменение энергии связи наблюдалось в тонких полупроводниковых (CdTe) пленках на диэлектрической подложке [6] и в сверхрешетках на основе йодида свинца в органической матрице [7], однако количественного исследования эффекта проведено не было из-за сложной структуры объектов поглощения. Более перспективными являются квантовые ямы (КЯ), расположенные вблизи границы с вакуумом [8,9]. Такая структура является простейшей реализацией системы, в которой, с одной стороны, сильно меняется ϵ в ближайшей окрестности экситона, а с другой, можно изменять расстояние от КЯ до границы полупроводник–вакуум контролируемым образом.

В настоящей работе обсуждается поведение экситона в приповерхностной $\text{I}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}/\text{GaAs}$ КЯ с толщиной КЯ $L_{\text{QW}} = 5 \text{ nm}$ в магнитных полях $B = 0 - 14 \text{ T}$. Структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии с толщиной поверхностного барьерного слоя $L_c = 20 \text{ nm}$. Измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) и спектров фотовозбуждения люминесценции (ФВЛ) экситонов сначала выполнялись на выращенных образцах. Затем с помощью сухого травления величина L_c уменьшалась до 10–3 нм. Для того, чтобы избежать образования дефектов, были использованы ионы Ar^+ с малой энергией (500 eV), малый угол между ионным пучком и поверхностью образца (20°) и низкая температура ($\approx 80 \text{ K}$). Для возбуждения ФЛ использовался перестраиваемый Ti-сапфировый лазер.

На рис. 1 приведены спектры ФЛ и ФВЛ для КЯ с $L_c = 20, 5$ и 3 нм. В спектре ФЛ наблюдается только одна линия, отвечающая рекомбинации экситонов

в основном ($1s$) состоянии, в то время как в спектрах ФВЛ отчетливо видны две линии, соответствующие переходам в состояния $1s$ и $2s$. Стоксовский сдвиг $1s$ -линии между спектрами ФЛ и ФВЛ составляет около 1.5 meV. Величина сдвига и полуширина линии $1s$ мало изменяются с уменьшением L_c . С уменьшением L_c обе линии

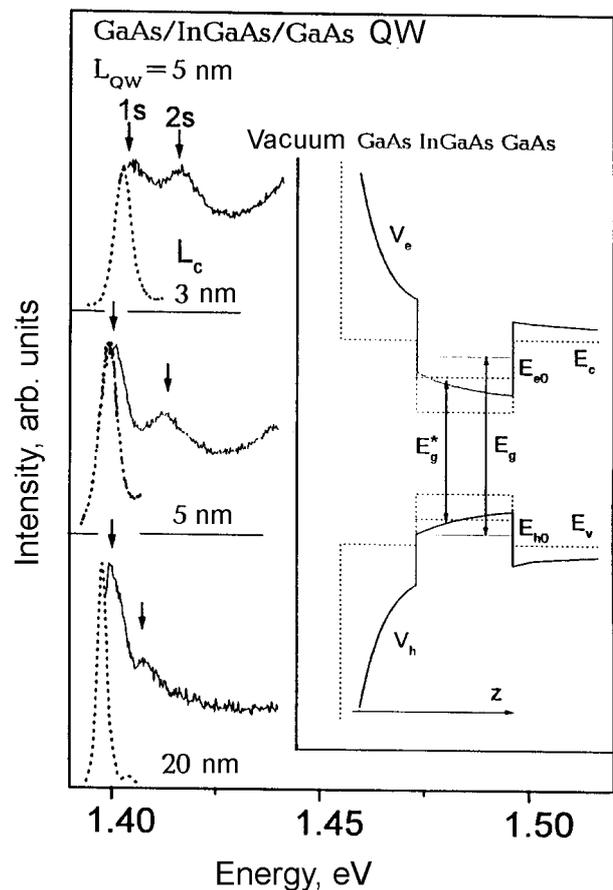


Рис. 1. Спектры ФЛ и ФВЛ экситона в приповерхностных InGaAs/GaAs КЯ при $B = 0$ и $L_c = 3, 5$ и 20 нм. На вставке показано изменение локализирующих потенциалов и положения одночастичных уровней в приповерхностной КЯ с учетом (сплошные линии) и без учета (пунктир) самодействия.

сдвигаются в сторону больших энергий, причем величина сдвига линии 2s существенно больше, чем линии 1s. Следовательно, с приближением КЯ к поверхности раздела полупроводник-вакуум увеличиваются и энергия экситонного перехода $\hbar\omega_x$, и энергия связи экситона E_{1s} .

Магнитное поле увеличивает энергетические зазоры между экситонными состояниями. В результате в спектре ФВЛ появляются дополнительные спектрально разрешенные линии (рис. 2), отвечающие возбуждению экситонов в "ns"-состояниях с $n = 2, 3$ и 4. Энергии всех состояний возрастают с уменьшением L_c , при этом величина эффекта для состояний 1s и 2s меньше, чем при $B = 0$.

Изменение энергии экситонов при вариации толщины барьера связано с двумя причинами: изменением пространственной локализации экситона и изменением диэлектрического окружения. Первый эффект обусловлен тем, что при уменьшении L_c к КЯ приближается высокий потенциальный барьер, отвечающий вакууму,

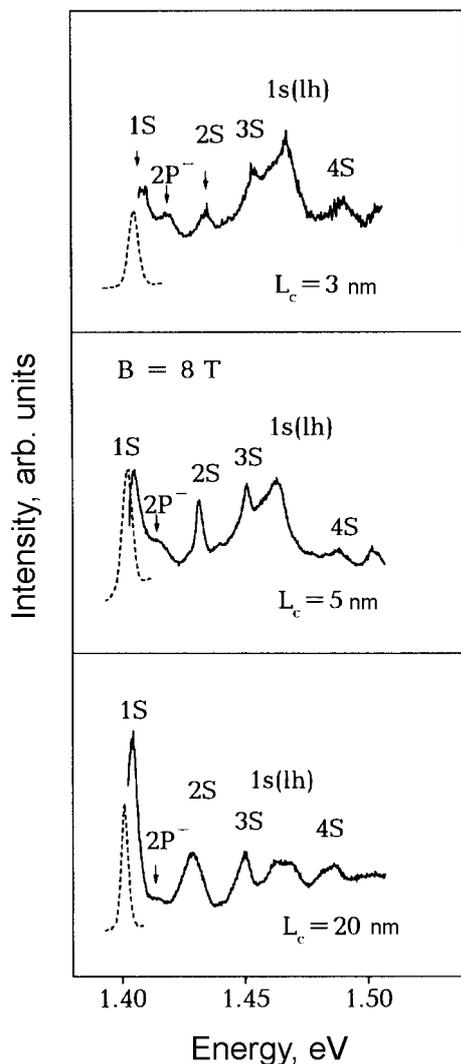


Рис. 2. Влияние магнитного поля на спектры ФЛ и ФВЛ экситона в приповерхностных InGaAs/GaAs КЯ.

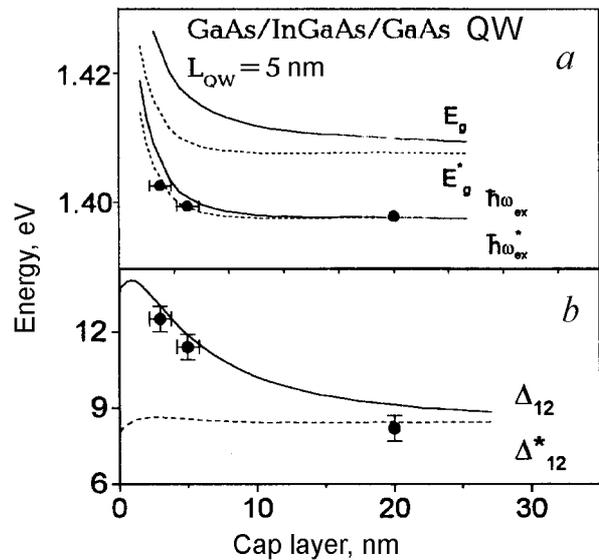


Рис. 3. Зависимости положения дна зоны и 1s экситонных переходов (a), энергии связи экситона и расщепления между 1s и 2s уровнями (b) в приповерхностной InGaAs/GaAs КЯ от толщины барьерного слоя между ямой и вакуумом: теория с учетом изображений (сплошные линии), без учета изображений (пунктир) и эксперимент (точки).

и, следовательно возрастает вклад в энергию экситонов от туннелирования носителей сквозь барьер. Резкое уменьшение ϵ у поверхности образца также приводит к увеличению частоты переходов вследствие отталкивания электронов и дырок от собственных изображений. Кроме того, возникающее добавочное притяжение электрона (дырки) к изображению дырки (электрона) ведет к возрастанию энергии связи экситонных состояний. Возрастание E_1 , частично компенсирует диэлектрический синий сдвиг частоты межзонных переходов, что является следствием электронейтральности экситона. Очевидно, что суммарная величина эффекта зависит от радиуса экситона в плоскости ямы. Магнитное поле приводит к добавочному сжатию состояний экситона в плоскости КЯ и, следовательно, влияет на величину диэлектрического усиления экситонных состояний.

Для количественного описания эффекта в гамильтониан магнито-экситона необходимо включить потенциалы взаимодействия с изображениями

$$V_{\text{self}}(z) = \frac{e^2}{2\epsilon} \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \right) \frac{1}{|2z|}, \quad (1)$$

$$U_{eh,im}(\rho, z_e, z_h) = -\frac{e^2}{\epsilon} \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \right) \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z_e + z_h)^2}}, \quad (2)$$

которые учитывают отталкивание заряда от собственного изображения и усиление притяжения между электроном и дыркой в экситоне за счет притяжения к чужим изображениям. Потенциал $V_{\text{self}}(z)$ приводит к модификации потенциалов для электронов и дырок вблизи границы полупроводник-вакуум, показанному на вставке

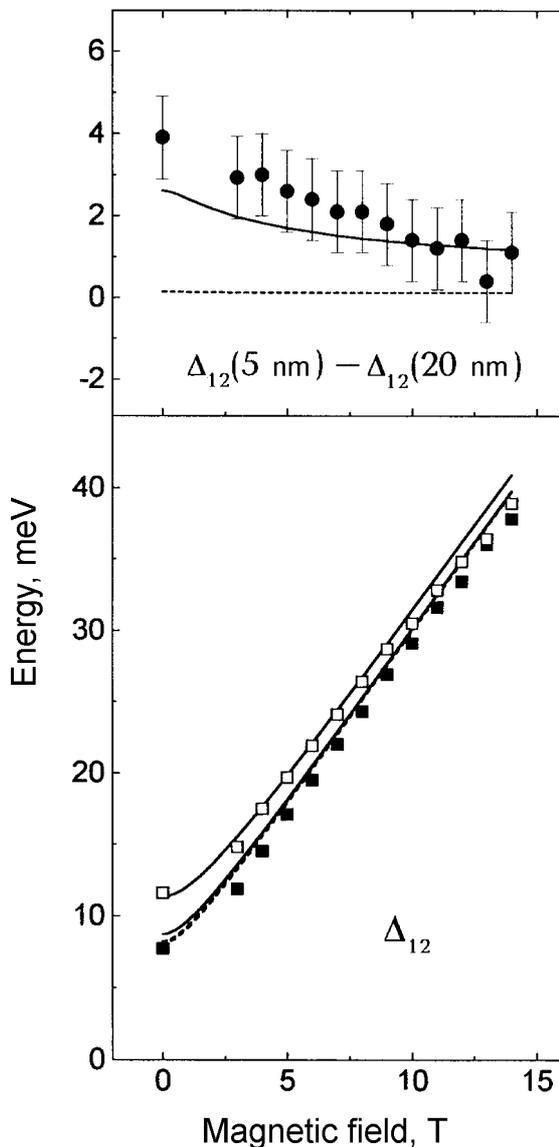


Рис. 4. Зависимости расщепления между состояниями $2s$ и $1s$ (Δ_{12}) при $L_c = 5 \text{ nm}$ (светлые точки) и 20 nm (темные точки), и разности $\Delta_{12}(5 \text{ nm}) - \Delta_{12}(20 \text{ nm})$ от магнитного поля; теория с учетом изображений (верхняя сплошная линия — для $L_c = 5 \text{ nm}$, нижняя — 20 nm) и теория без учета изображений (штриховые линии).

к рис. 1. Потенциал $U_{eh,im}$ ответствен за диэлектрическое усиление экситона. Задача нахождения собственных функций и энергий гамильтониана решается методом численной диагонализации матрицы потенциала в базисе невзаимодействующих двухчастичных состояний гамильтониана, учитывающего локализуемые потенциалы, взаимодействие и магнитное поле.

На рис. 3 показаны зависимости E_g и $\hbar\omega_{1s}$ от величины L_c при $B = 0$. Рассчитанные величины увеличиваются при $L_c < 8 \text{ nm}$ как вследствие приближения потенциала вакуума (пунктирные кривые), так и из-за взаимодействия с зарядами изображения (разность между

сплошными и пунктирными кривыми). В случае E_g их вклады сравнимы, в то время как на сдвиг $\hbar\omega_{1s}$ влияние диэлектрического конфайнмента невелико в силу электронейтральности экситонов. Наблюдаемое изменение $\hbar\omega_{1s}$ (точки) качественно согласуется с расчетом, однако точность эксперимента недостаточна для вывода о роли диэлектрического усиления. С этой целью нужно анализировать изменение зазора между состояниями $1s$ и $2s$, Δ_{12} , на величину которого, как видно из результатов расчета на рис. 3, *b*, асимметрия потенциального барьера на границе полупроводник–вакуум практически не влияет. Зависимость $\Delta_{12}(L_c)$ вызвана более сильным влиянием зарядов изображения на возбужденное состояние из-за большего расстояния между электроном и дыркой. Экспериментальные значения $\Delta_{12}(L_c)$ хорошо согласуются с расчетом (рис. 3, *b*). Увеличение Δ_{12} при $L_c = 3 \text{ nm}$ составляет 4 meV , что отвечает увеличению E_x примерно в 1.5 раза.

Влияние магнитного поля на эффект диэлектрического усиления иллюстрирует рис. 4, на котором приведены зависимости $\Delta_{12}(B)$ при $L_c = 5$ и 20 nm , а также их разность, $\Delta_{12}(5 \text{ nm}) - \Delta_{12}(20 \text{ nm})$, которая не должна зависеть от магнитного поля, если не учитывать влияние зарядов изображения (пунктирная кривая на рис. 4). Результаты расчета $\Delta_{12}(B)$ (сплошные линии) хорошо согласуются с экспериментом. Разность $\Delta_{12}(5 \text{ nm}) - \Delta_{12}(20 \text{ nm})$ уменьшается с ростом B из-за сильного сжатия волновой функции $2s$ -экситона и хорошо описывается в рамках рассмотренной модели. Подчеркнем, что без учета эффекта диэлектрического окружения эта разность равна нулю.

В заключение авторы выражают признательность Л.В. Келдышу и В.Б. Тимофееву за ценные обсуждения и Т.Б. Борзенко и Ю.И. Коваль за ионное травление образцов.

Работа поддержана программами МНИТП "Фундаментальная спектроскопия" и "Поверхностные атомные структуры" (эксперимент) и грантом РФФИ 96-17600 (теория).

Список литературы

- [1] Н.С. Рыгова. ДАН **163**, 118 (1965).
- [2] Л.В. Келдыш. Письма в ЖЭТФ **29**, 716 (1979).
- [3] D.B. Tran Thoai, R. Zimmermann, M. Grundmann, D. Bimberg. Phys. Rev. **B42**, 5906 (1990).
- [4] Е.А. Андрияшин, А.П. Силин. ФТТ **35**, 7, 1947 (1993).
- [5] Е.А. Muljarov, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, T. Ishihara. Phys. Rev. **B51**, 14 370 (1995).
- [6] Н.А. Бабаев, В.С. Багаев, Ф.В. Гарин, А.В. Кочемасов, Л.В. Парамонов, Н.Н. Салашенко, В.Б. Стопачинский. Письма в ЖЭТФ **40**, 190 (1984).
- [7] T. Ishihara. J. Lumin. **60 & 61**, 269 (1994).
- [8] L.V. Kulik, V.D. Kulakovskii, M. Bayer, A. Forchel, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev. Phys. Rev. **B54**, R2335 (1996).
- [9] А.Л. Яблонский, А.Б. Дзюбенко, С.Г. Тиходеев, Л.В. Кулик, В.Д. Кулаковский. Письма в ЖЭТФ **64**, 47 (1996).