

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОЭЛЕКТРОННОГО СПЕКТРА
GaAs/AlGaAs-ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ
ДЛЯ ФОТОДЕТЕКТОРОВ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА
С ПОМОЩЬЮ ИЗМЕРЕНИЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ**

Д. А. Литвинов¹, Д. А. Пашкеев^{1,2}, Л. Н. Григорьева^{1,3},
С. А. Колосов¹, Д. Ф. Аминев¹

На основе измерений низкотемпературной фотолюминесценции продемонстрирована роль размытия интерфейсов и внедрения фоновых примесей при формировании одноэлектронного спектра гетероструктур GaAs/Al_xGa_{1-x}As с квантовыми ямами, используемых для изготовления фотоприемных устройств среднего ИК диапазона. Показано, что фоновые примеси, заметно влияя на спектр излучения квантовых ям, практически не сказываются на их спектрах поглощения (возбуждения люминесценции). В то же время размытие интерфейса, слабо проявляясь в люминесценции, тем не менее, заметно искажает структуру одноэлектронных состояний. Предложен метод, позволяющий оценить степень размытия интерфейсов квантовых ям для фотоприемных устройств по спектрам возбуждения их экситонной люминесценции.

Ключевые слова: ИК детектор, гетероструктура, квантовая яма, низкотемпературная фотолюминесценция.

Гетероструктуры GaAs/Al_xGa_{1-x}As с квантовыми ямами (КЯ) используются для создания фотоприемных устройств (ФПУ) среднего и дальнего ИК диапазонов (в ан-

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

² НПО Орион, 111538 Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9.

³ МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Россия, Москва, ул. Ленинские горы, д. 1; e-mail: ln.grigorjeva@physics.msu.ru.

гоязычной литературе QWIP – quantum well infrared photodetector), см., напр., [1, 2] и приведенные там ссылки. Обычно детектирование фотона происходит за счет перехода электрона с основного квантово-размерного уровня КЯ GaAs (E_1) на первый возбужденный уровень (E_2), расположенный вблизи дна зоны проводимости барьерного слоя, и дальнейшего его дрейфа во внешнем электрическом поле. Последнее время активно разрабатываются гибридные ФПУ, в которых реализуется резонансная ближнеполюсная связь между рабочим переходом E_1-E_2 QWIP и поверхностными плазмон-поляритонами [3, 4]. Данный подход, заметно увеличивая квантовую эффективность ФПУ по сравнению с обычным QWIP, требует в то же время прецизионного контроля одноэлектронного спектра полупроводниковой гетероструктуры.

В данной работе сопоставление расчетов в рамках приближения огибающей волновой функции с результатами измерений спектров возбуждения фотолюминесценции используется для установления роли фоновых примесей и интерфейсов при формировании одноэлектронного спектра GaAs/Al_xGa_{1-x}As структур для QWIP.

Гетероструктуры GaAs/Al_xGa_{1-x}As с КЯ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на полуизолирующих подложках GaAs(100). Барьеры в гетероструктуре были образованы 31 слоем GaAs/Al_xGa_{1-x}As толщиной 50 нм, ямы – 30 слоями GaAs толщиной 5.5 нм. Перед ростом гетероструктуры выращивался буферный слой GaAs толщиной ~1 мкм. Для испарения элементов 3-й группы (Al, Ga) использовались эффузионные ячейки, для испарения As – крекинговый источник. Рост КЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As проводился в условиях стабилизации поверхности образца в потоках As. Размытие интерфейсов КЯ контролировалось по давлению потоков Ga и Al, которые предварительно калибровались при росте тестовых слоев. Основной причиной размытия интерфейсов являлись переходные процессы, возникающие при открытии/закрытии Al и Ga ячеек. Для оценки роли (неконтролируемых) фоновых примесей мы использовали QWIP гетероструктуры, полученные при разной выработке ростовой установки после загрузки материалов. Известно, что с течением времени уровень неконтролируемого примесного фона монотонно снижается за счет зарастания стенок ростовой камеры. В данной работе приведены результаты на примере одного из наиболее совершенных образцов, с КЯ без фоновых примесей и с содержанием алюминия в барьерных слоях 21.8%.

Для измерений фотолюминесценции образец помещался в проточный гелиевый криостат и возбуждался излучением галогеновой лампы, прошедшим через решеточный монохроматор. Для регистрации рекомбинационного излучения использовался второй

монохроматор, который был оснащен многоканальным ПЗС приемником. Разрешение регистрирующего монохроматора было не хуже 0.1 мэВ. Типичное разрешение по длине волны возбуждающего излучения составляло ~ 1 мэВ.

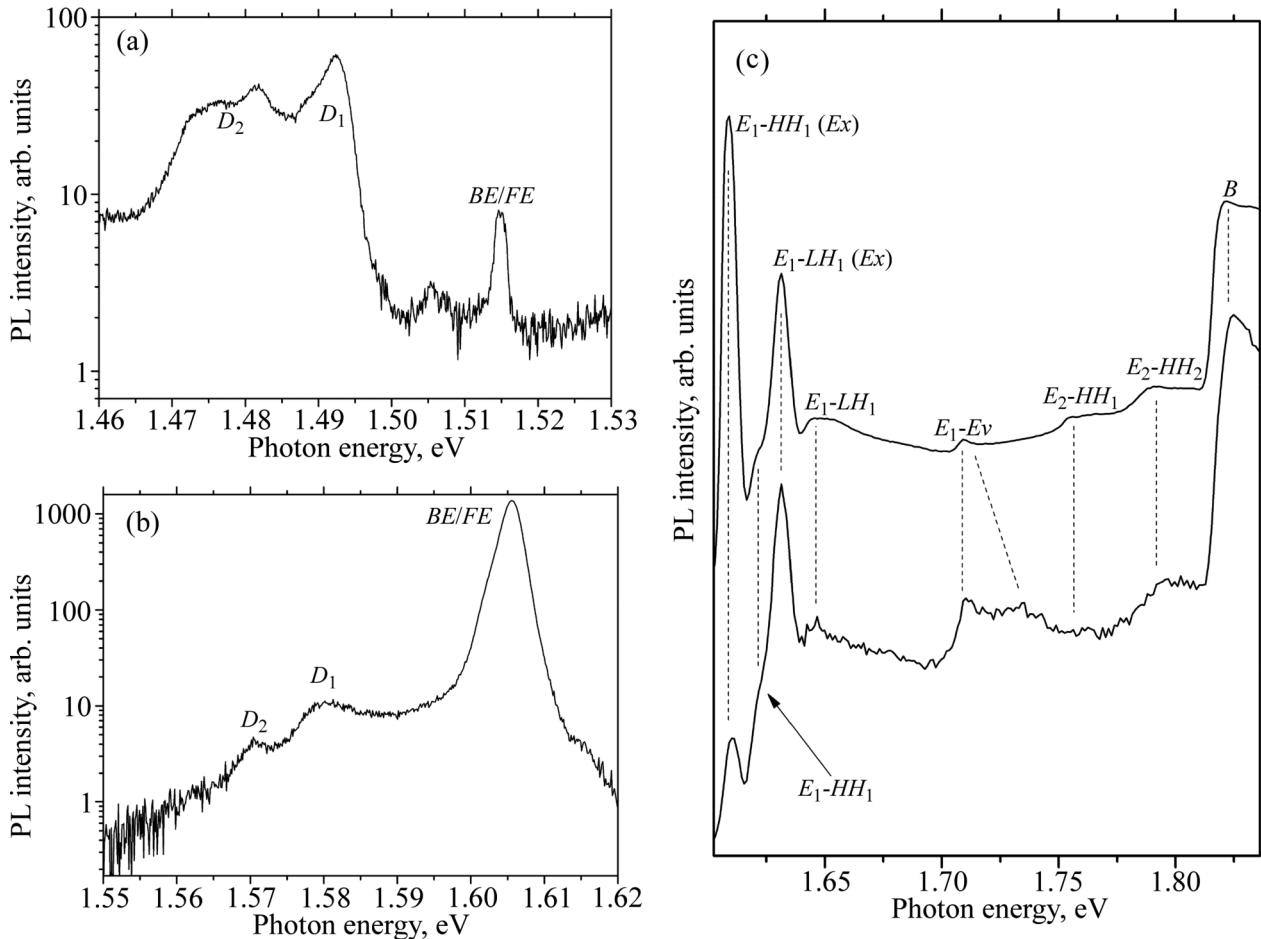


Рис. 1: Спектры фотолуминесценции вблизи края фундаментального поглощения GaAs (a) и вблизи основного экситонного резонанса КЯ (b). На панели (c) приведены спектры возбуждения экситонной ФЛ для КЯ (верхняя кривая) и примесно-дефектной полосы излучения КЯ (D_1). Все измерения выполнены при температуре 5 K.

Рис. 1(a), (b) иллюстрирует спектры фотолуминесценции отобранного образца вблизи края фундаментального поглощения GaAs и вблизи основного экситонного резонанса КЯ, соответственно. Спектр излучения на рис. 1(a) отвечает буферному слою GaAs. В данном спектре наряду с экситонным излучением (BE/FE) регистрируется люминесценция, связанная с дефектами. Линия D_1 соответствует рекомбинации донорно-

акцепторных пар с участием водородоподобных доноров и водородоподобных акцепторов. Более длинноволновые линии (D_2) ранее были приписаны собственным точечным дефектам [5]. Следует отметить, что по мере очистки установки для МПЭ в результате ее работы интенсивность линий D_1 , D_2 монотонно убывала, а интенсивность экситонного излучения монотонно увеличивалась. В наиболее чистых образцах, полученных примерно через месяц работы установки, интенсивность экситонного излучения буферных слоев в несколько раз превышала интенсивность примесно-дефектной люминесценции (D_1 , D_2).

Наиболее интенсивная линия, наблюдаемая в спектре излучения на рис. 1(b), отвечает люминесценции свободных и связанных экситонов в GaAs КЯ. Соответствующие экситонные состояния, в основном, формируются основной подзоной тяжелых дырок (HH_1) и E_1 электронной подзоной. Так как КЯ и GaAs буфер, спектр которого представлен на рис. 1(a), были получены в одном ростовом процессе, следует ожидать, что природа мелкого примесно-дефектного излучения в них будет схожая. По этой причине линии D_1 и D_2 , наблюдаемые в спектре излучения КЯ, мы приписали излучению донорно-акцепторных пар и собственных точечных дефектов, соответственно. Данная интерпретация подтверждается уменьшением относительной интенсивности линий D_1 и D_2 в КЯ по мере очистки установки (увеличении выработки). Заметный фоновый сигнал ФЛ между линиями D_1 и FE/BE , вызван, предположительно, искажением примесно-дефектных состояний вещества вблизи интерфейсов КЯ [6].

Верхняя и нижняя кривые на рис. 1(c) иллюстрируют спектр возбуждения экситонной и примесно-дефектной ФЛ КЯ, соответственно. Ступенька, регистрируемая в высокоэнергетической части спектра, соответствует ширине запрещенной зоны барьерных слоев $Al_xGa_{1-x}As$. Две особенности E_2-HH_1 и E_2-HH_2 отвечают переходам между возбужденным электронным уровнем E_2 и основным HH_1 или первым возбужденным HH_2 уровнями тяжелых дырок. Заметных признаков экситонных эффектов в данном случае не регистрируется. Следует отметить, что переход E_2-HH_1 является запрещенным для КЯ, имеющей симметричный профиль потенциала [7]. Его появление в спектре возбуждения ФЛ прямо указывает на отклонение профиля КЯ от симметричного. Сила осциллятора данного запрещенного перехода определяется различием двух интерфейсов КЯ.

Два интенсивных низкочастотных пика на рис. 1(c) отвечают экситонным резонансам с участием основного электронного уровня E_1 и основного уровня легких LH_1 или тяжелых HH_1 дырок. Зона-зонные переходы E_1-LH_1 и E_1-HH_1 , сформированные этими уровнями, проявляются в виде слабых ступенек, сдвинутых в высокоэнергетическую

область по отношению к соответствующим экситонным резонансам. Наконец, особенность в районе ~ 1.71 эВ отвечает переходам с участием E_1 и дырочных состояний, расположенных вблизи потолка валентной зоны барьерных слоев. Данные, представленные на рис. 1(с), позволяют полностью восстановить одноэлектронный спектр КЯ [6]. Восстановленное положение дна электронных и дырочных уровней систематизировано в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Измеренные экспериментально и рассчитанные сдвиги уровней в зоне проводимости (E_1-E_2) и в валентной зоне КЯ (HH_1-LH_1 , HH_1-Ev)

	E_1-E_2 , мэВ	HH_1-LH_1 , мэВ	HH_1-Ev , мэВ
Эксперимент	137	27	91
Расчет, идеальная КЯ	146	30	97
Расчет, размытая КЯ	141	28	93

Структура спектров возбуждения экситонной и примесно-дефектной ФЛ, представленных на рис. 1(с), практически не менялась для КЯ с разным содержанием фоновых примесей и собственных точечных дефектов. В то же время плохо воспроизводимые различия наблюдались при изменении условий роста КЯ, близких по своим номинальным (ростовым) параметрам. Данное наблюдение прямо указывало на существенную роль интерфейсов КЯ при формировании их одноэлектронного спектра.

Для оценки изменений электронного спектра, вызванных размытием интерфейсов КЯ, была проведена серия расчетов, учитывающая реальный профиль КЯ, восстановленный по давлению потоков, контролируемому *in-situ*. На первом этапе разрывы валентной зоны и зоны проводимости аппроксимировались прямоугольной КЯ, для которой вычислялись огибающие волновых функций (ВФ) с использованием стандартных граничных условий Бастарда. Детали расчетов и используемые параметры описаны в [6]. На следующем этапе моделировались “реальные” профили потенциала КЯ, исходя из временных зависимостей давления в потоках и литературных данных о зонной структуре $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ [8]. Следует отметить, что характер переходных процессов отличается при открытии и закрытии ячеек, что приводит к нарушению симметрии КЯ. Чтобы оценить профиль возмущающего потенциала $\delta U(z)$, мы использовали простое вычитание невозмущенного потенциала $U^0(z)$ из возмущенного $U(z)$. Профили $U^0(z)$, $U(z)$, $\delta U(z)$ для электронов и дырок показаны на рис. 2. Данный рисунок также иллюстрируют структуру невозмущенных ВФ для электронных ($|\Psi_{e1}|^2$, $|\Psi_{e2}|^2$) и

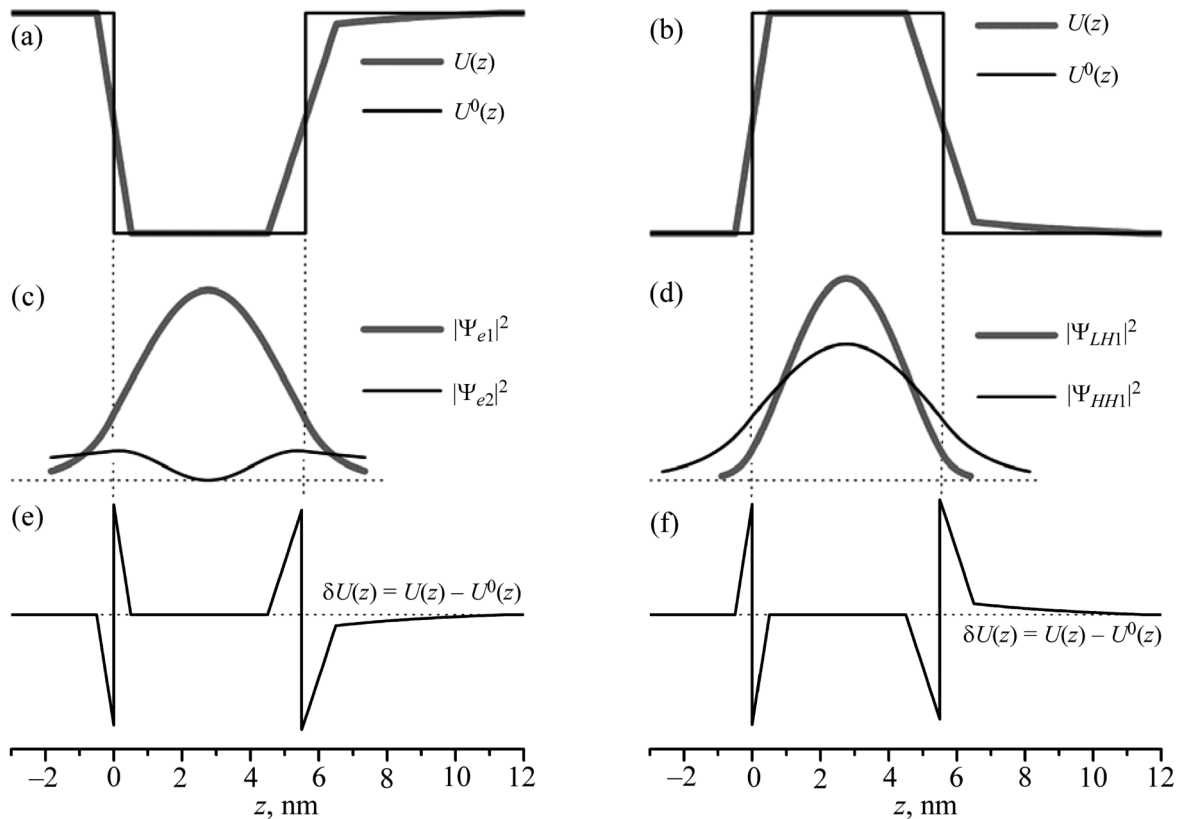


Рис. 2: (a), (b) профили невозмущенного $U^0(z)$ и возмущенного $U(z)$ потенциалов для электронов и дырок, соответственно; (c) профили невозмущенных волновых функций $|\Psi_{e1}|^2$ и $|\Psi_{e2}|^2$; (d) профили невозмущенных волновых функций $|\Psi_{LH1}|^2$ и $|\Psi_{HH1}|^2$; (e), (f) возмущение $\delta U(z)$, вызванное размытием интерфейсов КЯ, для электронов и дырок, соответственно.

дырочных ($|\Psi_{HH1}|^2$, $|\Psi_{LH1}|^2$) состояний. Результаты расчетов электронных и дырочных уровней с учетом и без учета возмущения систематизированы в табл. 1.

Из характера $\delta U(z)$ и структуры невозмущенных ВФ следует, что размытие интерфейса должно выталкивать и дырочные, и электронные состояния ввиду резкого затухания ВФ вблизи интерфейсов. Также несложно видеть, что за счет более сильного выталкивания электронного уровня E_1 по сравнению с первым возбужденным электронным уровнем E_2 должен наблюдаться низкочастотный сдвиг рабочего перехода ФПУ, определяемый как $\Delta E_e = E_2 - E_1$. Данный эффект, характерный именно для QWIP структур, связан с тем, что ВФ для E_1 затухает вблизи интерфейса значительно быстрее, чем для E_2 , ВФ которого заметно проникает в барьерные слои. Сделанный

вывод согласуется с электронным спектром КЯ, измеренным экспериментально (см. табл. 1). Вследствие более медленного затухания $|\Psi_{LH1}|^2$ чем $|\Psi_{HH1}|^2$, вблизи интерфейсов следует ожидать уменьшения энергетического сдвига (ΔE_{LH}) между нижними уровнями размерного квантования, сформированными легкими и тяжелыми дырками. Данный вывод также согласуется с экспериментальными данными (табл. 1). Наконец, отличие двух интерфейсов нарушает симметрию потенциала КЯ, сказываясь, таким образом, на правилах отбора для оптических переходов. Оценки, выполненные для возмущенных ВФ показали, что значение матричного элемента перехода между E_2 и HH_1 отличается от нуля и монотонно возрастает по мере увеличения степени асимметрии потенциала КЯ. Данное ослабление правил отбора (по четности состояния) выражается в появлении в спектрах возбуждения люминесценции на рис. 1(с) запрещенного перехода E_2-HH_1 .

Таким образом, продемонстрировано влияние фоновых примесей и эффективного потенциала, связанного с размытием интерфейсов, на одноэлектронный спектр GaAs/Al_xGa_{1-x}As гетероструктур с квантовыми ямами, используемых для изготовления фотоприемных устройств среднего ИК диапазона. Показано, что интенсивность запрещенного перехода E_2-HH_1 в спектрах возбуждения экситонной люминесценции квантовых ям отражает степень асимметрии потенциала КЯ. В то же время уменьшение энергетических сдвигов между электронными уровнями E_1 , E_2 и дырочными уровнями HH_1 , LH_1 является индикатором общего размытия интерфейсов КЯ. Фоновые примеси, заметно влияют на спектр излучения квантовых ям, но практически не сказываются на их спектрах поглощения (возбуждения люминесценции).

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (№ 19-79-30086).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] A. Rogalski, P. Martyniuk, and M. Kopytko, *Appl. Phys. Rev.* **4**, 031304 (2017); <https://doi.org/10.1063/1.4999077>.
- [2] S. Gunapala, D. Rhiger, and C. Jagadish, *Advances in Infrared Photodetectors in Semiconductors and Semimetals* (N. Y., Academic Press, 2011).
- [3] L. B. Luo, L. H. Zeng, C. Xie, et al., *Scientific Reports* **4**, 3914 (2014); <https://doi.org/10.1038/srep03914>.
- [4] W.-C. Hsu, H.-S. Ling, S.-Yu Wang, and C.-P. Lee, *Optics Express* **26**, 552 (2018); <https://doi.org/10.1364/OE.26.000552>.

- [5] V. S. Krivobok, S. N. Nikolaev, E. E. Onishchenko, et al., *Journal of Luminescence* **213**, 273 (2019); <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2019.04.062>.
- [6] В. С. Кривобок, Д. А. Литвинов, С. Н. Николаев и др., *Физика и техника полупроводников* **53**(12), 1632 (2019); <https://doi.org/10.1134/S1063782619160139>.
- [7] M. Helm M, *The basic physics of intersubband transitions*, In “*Semiconductors and Semimetals*”, ed. by R. K. Willardson and E. R. Beer (N.Y., Academic Press, 1999), p. 1-99; [https://doi.org/10.1016/S0080-8784\(08\)60304-X](https://doi.org/10.1016/S0080-8784(08)60304-X).
- [8] Landolt-Bornstein, *Group III Condensed Matter*, In “*Semiconductors. Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b – Electronic, Transport, Optical and Other Properties*”, ed. by O. Madelung, U. Rossler, M. Schulz (Springer Materials, 2002).

Поступила в редакцию 10 декабря 2019 г.

После доработки 25 февраля 2019 г.

Принята к публикации 25 февраля 2019 г.