

08.3

## Влияние интерфейсных эффектов на электронный спектр структур GaAs/AlGaAs, используемых для создания фотоприемных устройств среднего ИК-диапазона

© В.С. Кривобок<sup>1</sup>, Д.А. Пашкеев<sup>1,2</sup>, Д.А. Литвинов<sup>1</sup>, Л.Н. Григорьева<sup>1,3,¶</sup>, С.А. Колосов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> НПО „Орион“, Москва, Россия

<sup>3</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

¶ E-mail: ln.grigorjeva@physics.msu.ru

Поступило в Редакцию 22 ноября 2019 г.

В окончательной редакции 22 ноября 2019 г.

Принято к публикации 9 декабря 2019 г.

Продemonстрировано влияние переходных процессов, возникающих в ростовой камере установки молекулярно-пучковой эпитаксии, на структуру интерфейсов и электронный спектр квантовых ям GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, используемых для изготовления фотоприемных устройств (ФПУ) среднего ИК-диапазона. Показано, что такие процессы приводят к низкочастотному сдвигу рабочего перехода ФПУ, появлению в спектрах поглощения межзонного перехода, запрещенного правилами отбора, уменьшению энергетического сдвига между уровнями размерного квантования, сформированными легкими и тяжелыми дырками. Перечисленные эффекты обеспечивают простой подход для бесконтактной оценки качества интерфейсов в гетероструктурах GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As для ФПУ.

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

DOI: 10.21883/PJTF.2020.06.49155.18130

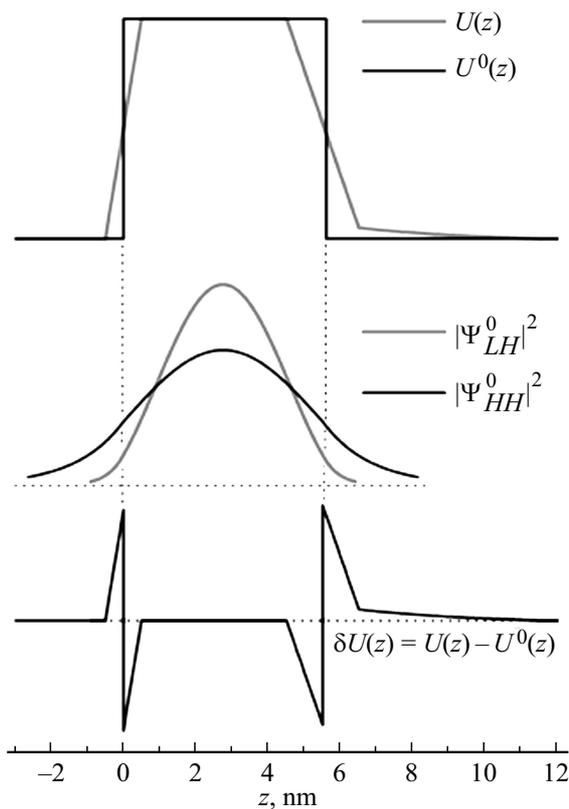
Гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с квантовыми ямами (КЯ) используются для создания фотоприемных устройств (ФПУ) среднего и дальнего ИК-диапазонов (в англоязычной литературе QWIP — quantum well infrared photodetector) (см., например, работы [1,2] и приведенные в них ссылки). Обычно 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. Несмотря на довольно хорошо отработанную технологию изготовления, к настоящему времени изготовление QWIP, адаптированных под заданный спектральный диапазон, сопряжено с рядом технических сложностей. Они вызваны, в частности, влиянием реального профиля КЯ на электронную подсистему и соответственно на спектральную чувствительность. Эти сложности, особенно существенные при изготовлении гибридных QWIP с резонансной ближнепольной связью (см., например, [3,4]), сопряжены с фундаментальными проблемами, касающимися влияния интерфейсов на электронную подсистему КЯ [5].

В частности, даже при выращивании гетероструктур методом молекулярно-пучковой эпитаксии наблюдаются слабые искажения идеальных (резких) интерфейсов КЯ за счет инертности процессов, происходящих в ростовой камере и ячейках Кнудсена. В этом случае стандартная модель прямоугольной КЯ, которая обычно применяется для описания электронного спектра, вообще говоря, оказывается неприменимой. Соответственно изменение

условий роста (скорость потоков, температура и др.) приводит к изменениям в характере переходных процессов и, как следствие, неконтролируемой модификации электронного спектра в номинально одинаковых структурах. Кроме того, искажение различается для верхнего и нижнего интерфейсов КЯ за счет разного характера переходных процессов при закрытии и открытии Al-ячейки. Это в свою очередь нарушает симметрию потенциала КЯ. Насколько нам известно, роль описанных выше интерфейсных эффектов при формировании электронного спектра и оптических свойств структур для QWIP в современной литературе не обсуждалась.

В настоящей работе сопоставление расчетов в рамках приближения огибающей волновой функции с результатами измерений спектров возбуждения фотолюминесценции используется для демонстрации изменений электронного спектра, вызванных размытием интерфейсов структур GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As для QWIP. Показано, что ряд особенностей, наблюдаемых в спектрах возбуждения экситонной люминесценции, позволяет оценивать степень размытия двух интерфейсов КЯ и их отличие друг от друга.

Гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с КЯ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (100) на установке Riber Epineat 3-5. Барьеры в гетероструктуре были образованы 31 слоем GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As толщиной 50 nm, ямы — 30 слоями GaAs толщиной 5.5 nm. Легированные аналоги таких гетероструктур используются для изготовления ФПУ на спектральный диапазон 8–10  $\mu\text{m}$ .



**Рис. 1.** Профили невозмущенного  $U^0(z)$  и возмущенного  $U(z)$  потенциалов, рассчитанные на основе ВЕР, структура невозмущенных волновых функций  $|\Psi_{HH}^0|^2$  и  $|\Psi_{LH}^0|^2$  для основных состояний, сформированных легкими и тяжелыми дырками в КЯ, и профиль возмущающего потенциала  $\delta U(z)$ , вызванного размытием интерфейсов КЯ.

Для испарения элементов третьей группы (Al, Ga) использовались эффузионные ячейки, для As — кренинговый источник. Для контроля температуры помимо использования термопар и пирометров проводились эллипсометрические измерения. Для наблюдения за ростом эпитаксиальных слоев использовалась дифракция быстрых электронов на отражение при скользящем падении. Качество структур независимо контролировалось с помощью рентгеноструктурного анализа. Для детальных исследований был отобран наиболее совершенный образец с нелегированными КЯ и молярным содержанием алюминия в барьерных слоях 21.8%.

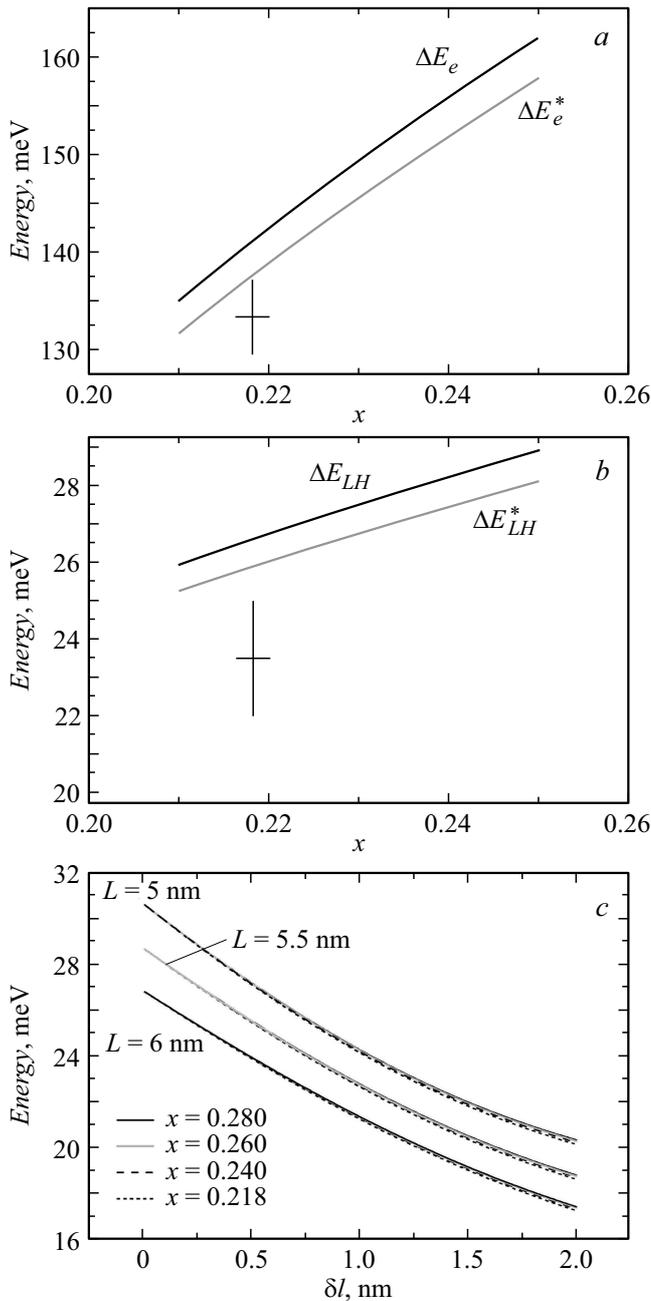
Поскольку рост КЯ GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As идет в условиях стабилизации поверхности образца в потоках As, на размытие гетерограницы влияет только переключение материалов третьей группы Ga и Al, участвующих в процессе роста соответствующего слоя. При открытии заслонки источника ему необходимо время, чтобы прийти в термодинамическое равновесие, поэтому соответствующее парциальное давление в пучке заметно меняется до выхода на стабильный режим. После закрытия заслонки вследствие временной задержки при откачке (удалении) остатков материала в камере также возникает посте-

пенное изменение давления над образцом. Перед началом роста структуры данные изменения парциальных давлений в процессе открытия и закрытия заслонок источников измерялись при помощи ионизационного вакуумметра (ионизационная лампа помещалась над образцом). Предварительно калибровалось соответствие скоростей роста слоев определенному давлению потока материала (ВЕР — beam equivalent pressure, эквивалентное давление в атомарном пучке) при помощи измерений осцилляций рефлексов дифракционной картины быстрых электронов в процессе выращивания тестовых эпитаксиальных слоев при заданном давлении потоков материала. Из полученных данных и временных изменений давления над образцом рассчитывались форма и степень изменения состава тройного твердого раствора AlGaAs.

Для оценки изменений электронного спектра вследствие размытия интерфейсов 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 (рис. 1). В расчетах, детали которых описаны в [6], использовались широко распространенные параметры, доступные в известных справочных материалах [7]. В качестве примера на рис. 1 представлена структура ВФ  $|\Psi_{HH}^0|^2$  и  $|\Psi_{LH}^0|^2$  для двух нижних дырочных уровней в прямоугольной одномерной КЯ, соответствующей отобранному образцу. Из рисунка видно, что на гетерогранице (у стенок КЯ) ВФ заметно затухают, поэтому поправку к потенциалу, вызванную размытием интерфейсов, можно оценивать в рамках теории возмущений. Соответственно ВФ, отвечающие резкому интерфейсу, рассматривались как невозмущенные.

На следующем этапе моделировались „реальные“ профили потенциала КЯ исходя из временных зависимостей ВЕР и литературных данных о зонной структуре Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs [7]. Чтобы оценить профиль возмущающего потенциала  $\delta U(z)$ , мы использовали простое вычитание невозмущенного потенциала  $U^0(z)$  из возмущенного  $U(z)$ . Профиль возмущения  $\delta U(z)$  для дырок показан на рис. 1. Данное возмущение может несколько отличаться от результатов точных вычислений [5], но тем не менее правильно отражает качественный характер воздействия размытого интерфейса на электронно-дырочную систему КЯ. Аналогичная процедура была проведена для электронных состояний  $E_1$ ,  $E_2$ , формируемых слоем КЯ в зоне проводимости.

Исходя из характера возмущения  $\delta U(z)$  и структуры невозмущенных ВФ наряду с очевидным выталкиванием дырочных (электронных) уровней возмущение должно приводить к нескольким эффектам. Во-первых, за счет более сильного выталкивания электронного уровня  $E_1$  по сравнению с выталкиванием первого возбужденного электронного уровня  $E_2$  должен наблюдаться низкочастотный сдвиг рабочего перехода ФПУ, определяемый  $\Delta E_e = E_2 - E_1$ . Данный эффект, характерный именно для



**Рис. 2.** *a* — зависимости величины  $\Delta E_e$ , определяющей рабочий спектральный диапазон QWIP, от содержания Al в барьерных слоях  $x$ , рассчитанные без учета возмущения (черные кривые) и с его учетом (серые кривые). *b* — результаты аналогичных расчетов для  $\Delta E_{LH}$ , определяющего энергетический сдвиг между двумя нижними дырочными уровнями в КЯ. *c* — зависимость  $\Delta E_{LH}$  от величины симметричного размытия ( $\delta l$ ) двух интерфейсов КЯ.

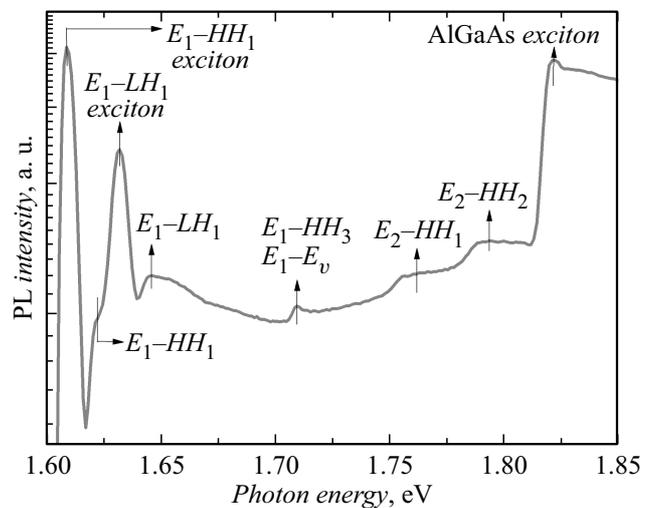
QWIP-структур, связан с тем, что ВФ для  $E_1$  затухает вблизи интерфейса значительно быстрее, чем для  $E_2$ , ВФ которого заметно проникает в барьерные слои. Во-вторых, вследствие более медленного затухания ВФ  $|\Psi_{LH}|^2$  вблизи интерфейсов следует ожидать уменьшения

энергетического сдвига ( $\Delta E_{LH}$ ) между нижними уровнями размерного квантования, сформированными легкими и тяжелыми дырками. Наконец, отличие двух интерфейсов нарушает симметрию потенциала КЯ, сказываясь таким образом на правилах отбора для оптических переходов.

Рис. 2, *a* иллюстрирует зависимости  $\Delta E_e$  от содержания Al в барьерных слоях, рассчитанные без учета возмущения (черные кривые) и с его учетом (серые кривые). Можно заметить, что относительный сдвиг электронных уровней, вызванный оцененным выше размытием интерфейсов, достигает 5%. На рис. 2, *b* показаны результаты аналогичных расчетов для  $\Delta E_{LH}$ . Как видно из рисунка, слабое размытие интерфейсов заметно уменьшает данную величину.

Для экспериментального определения  $\Delta E_e$ ,  $\Delta E_{LH}$  мы использовали спектры возбуждения экситонной фотолюминесценции (ФЛ) структур с нелегированными КЯ при низких (5 К) температурах. Рис. 3 иллюстрирует спектр возбуждения экситонной ФЛ для КЯ в отобранном образце. Ступенька, регистрируемая в высокоэнергетической части спектра, соответствует запрещенной зоне барьерных слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . 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 [8]. 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. 3 отвечают экситонным резонансам с участием основного



**Рис. 3.** Спектр возбуждения экситонной ФЛ для КЯ в отобранном образце, записанный при температуре 5 К.

электронного уровня  $E_1$  и основного уровня легких ( $LH_1$ ) или тяжелых ( $HH_1$ ) дырок. Межзонные 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  $\sim 1.71$  eV отвечает переходам с участием  $E_1$  и дырочных состояний, расположенных вблизи потолка валентной зоны барьерных слоев. Результаты расчета  $\Delta E_e$ ,  $\Delta E_{LH}$  на основе измеренного спектра возбуждения ФЛ показаны на рис. 2, *a, b* в виде крестов, отражающих погрешность эксперимента. Как видно из рисунка, учет размытия интерфейсов качественно объясняет низкочастотный сдвиг рабочего перехода QWIP ( $\Delta E_e$ ) и уменьшение расщепления между двумя верхними дырочными уровнями ( $\Delta E_{LH}$ ). Схожую тенденцию мы наблюдали и в случае других гетероструктур для QWIP или их нелегированных аналогов.

На рис. 2, *c* приведены рассчитанные  $\Delta E_{LH}$  в зависимости от величины симметричного размытия ( $\delta l$ ) для двух интерфейсов КЯ. Как видно из рисунка,  $\Delta E_{LH}$  монотонно уменьшаясь с ростом  $\delta l$ , слабо зависит от содержания Al в барьерных слоях. Это означает, что  $\Delta E_{LH}$  является прямым индикатором степени размытия интерфейсов при заданной ширине КЯ. Сделанный вывод качественно можно объяснить тем, что уровни  $HH_1$ ,  $LH_1$  в КЯ для QWIP резко затухают вблизи интерфейсов независимо от точных значений содержания Al в барьерных слоях и ширины КЯ. В то же время из-за разных эффективных масс, фигурирующих в граничных условиях Бастарда, значения  $|\Psi_{HH}|^2$  и  $|\Psi_{LH}|^2$  заметно различаются вблизи интерфейсов. Как следствие, различается и результат воздействия на них возмущением, связанным с размытым интерфейсом, но характер этого воздействия почти не меняется при небольших изменениях ширины КЯ и содержания Al в барьерах.

В целом полученные экспериментальные данные и результаты расчетов позволяют предложить достаточно простой метод для оценки качества интерфейсов в QWIP-гетероструктурах по спектрам возбуждения их экситонной ФЛ (или спектрам поглощения). В частности, для номинально одинаковых гетероструктур увеличение интенсивности запрещенного перехода  $E_2-HH_1$  соответствует увеличению степени 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. Следует отметить, что малые величины размытия интерфейсов, детектируемые описанным методом в номинально одинаковых структурах, довольно сложно контролировать с помощью электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа.

Дополнительные материалы к этой статье доступны в электронном виде (см. переводную версию).

## Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (№ 19-79-30086).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Rogalski A., Martyniuk P., Kopytko M. // Appl. Phys. Rev. 2017. V. 4. P. 031304.
- [2] Gunapala S., Rhiger D., Jagadish C. // Advances in infrared photodetectors in semiconductors and semimetals. N.Y.: Academic Press, 2011. V. 84. 384 p.
- [3] Luo L.B., Zeng L.H., Xie C., Yu Y.Q., Liang F.X., Wu C.Y., Wang L., Hu L.G. // Sci. Rep. 2014. V. 4. P. 3914.
- [4] Hsu W.-C., Ling H.-S., Wang S.-Y., Lee C.-P. // Opt. Express. 2018. V. 26. P. 552–558.
- [5] Rodina A.V., Alekseev A.Yu. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 115312.
- [6] Кривобок В.С., Литвинов Д.А., Николаев С.Н., Онищенко Е.Е., Пашкеев Д.А., Чернопицкий М.А., Григорьева Л.Н. // ФТП. 2019. Т. 53. В. 12. С. 1632–1640.
- [7] Semiconductors. Group IV elements, IV–IV and III–V compounds. Part b. Electronic, transport, optical and other properties / Eds O. Madelung, U. Rossler, M. Schulz. Landolt–Börnstein. Group III. Condensed matter. V. 41A1β. Springer, 2002.
- [8] Helm M. The basic physics of intersubband transitions // Semiconductors and semimetals / Eds R.K. Willardson, E.R. Beer. N.Y.: Academic Press, 1999. V. 62. P. 1–99.