

Анализ ПЭМ-изображения квантово-каскадной лазерной гетероструктуры, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии

© Ан.А. Афоненко¹, А.А. Афоненко^{1,¶}, Д.В. Ушаков¹, Т.А. Багаев², М.А. Ладугин²,
А.А. Мармалюк², С.С. Пушкарев^{3,4}, Р.А. Хабибуллин^{3,4}

¹ Белорусский государственный университет,
220030 Минск, Беларусь

² АО „НИИ „Полюс“ им. М.Ф. Стельмаха“,
117342 Москва, Россия

³ Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В.Г. Мокерова Российской академии наук,
117105 Москва, Россия

⁴ Московский физико-технический институт, (государственный университет),
141701 Долгопрудный, Россия

¶ E-mail: afonenko@bsu.by

Поступила в Редакцию 15 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 20 июня 2024 г.

Принята к публикации 20 июня 2024 г.

Выполнен анализ изображения квантово-каскадной гетероструктуры, сделанного с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Гетероструктура, содержащая 185 периодов и четыре квантовые ямы GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As в каждом периоде, была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии. Для выявления различий в отклонении состава на границе „барьер/квантовая яма“ и „квантовая яма/барьер“ при интерполяции экспериментального профиля гетерограниц были использованы различные законы размытия состава (нормальный, экспоненциальный и несимметричный экспоненциальный). Теоретически исследовано влияние конечной толщины образца на характеристики флуктуаций состава, получены спектры и автокорреляционные функции флуктуаций состава. Проведены оценки толщины шероховатостей гетерограниц и их корреляционной длины.

Ключевые слова: квантово-каскадный лазер, просвечивающая электронная микроскопия, гетерограница, GaAs, AlGaAs.

DOI: 10.61011/FTP.2024.04.58541.6256H

1. Введение

Важным этапом отработки технологии роста квантово-каскадных лазерных гетероструктур являются исследования, направленные на анализ структурного совершенства выращенных образцов [1]. Наиболее ценной является информация о толщинах и составах полупроводниковых слоев, которая необходима для прогнозирования характеристик лазеров и валидации используемых материальных параметров и теоретических моделей. Сведения о толщинах переходных слоев и характеристиках шероховатостей границ необходимы для учета спектрального уширения энергетических уровней и корректного расчета спектров усиления [2–4].

В работе [5] в приближении когерентного потенциала проведены расчеты рассеяния на шероховатостях интерфейсов гетерограниц (РШГ) и экспериментально подтверждено их влияние на туннельный ток через двухбарьерную структуру GaAs–AlGaAs. В работах [6,7] наряду с рассеянием на оптических фонах показан значительный вклад РШГ в ширину линии межподзона поглощения в квантовой яме (КЯ). Влияние РШГ как на ток, так и на коэффициент усиления в терагерцовых квантово-каскадных лазерах (ТГц ККЛ) исследовалось в работах [2,8,9]. Моделирование показывает, что РШГ вызывает токи утечки для лазерных уровней и

может значительно уменьшить коэффициент усиления. Совершенствование технологии эпитаксиального роста, оптимизация зонных дизайнов и минимизация РШГ привели к значительному росту максимальных рабочих температур ТГц ККЛ [9–14] от $T_{\max} \sim 200$ К в 2012 г. [10] до $T_{\max} = 261$ К в 2023 г. [14].

В данной работе представлены результаты анализа ПЭМ-изображения квантово-каскадной гетероструктуры Al_{0.15}Ga_{0.85}As/GaAs, эпитаксиально выращенной путем взаимодействия металлоорганических соединений и гидридов (МОС-гидридная эпитаксия) [15], с разрешением 0.226 нм на пиксель; найдены размеры переходных областей, среднеквадратичные шероховатости гетерограниц и их автокорреляционные функции. Дизайн МОС-гидридной квантово-каскадной гетероструктуры основан на двухфотонной схеме излучения, предложенной и описанной в работах [16,17].

2. Анализ профиля гетероструктуры

Для восстановления профиля гетерограниц в исследуемой гетероструктуре производилось суммирование интенсивности пикселей ПЭМ-изображения вдоль наклонных линий, отмеченных на рис. 1. Оптимальный наклон выбирался из условия максимального контраста

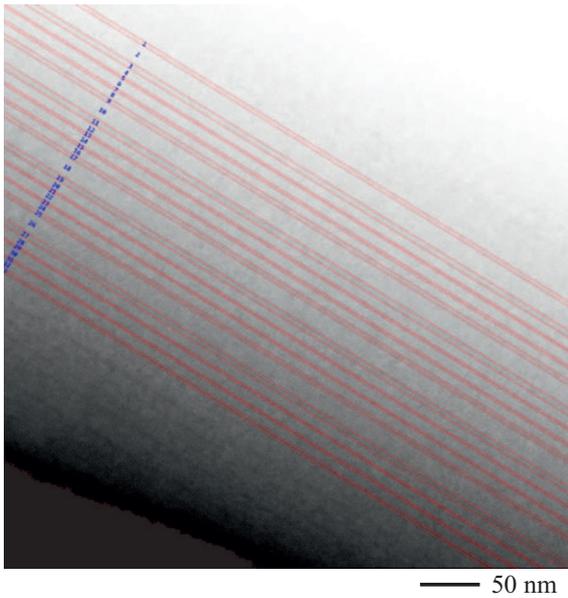


Рис. 1. ПЭМ-изображение области гетероструктуры квантово-каскадного лазера с размеченными слоями после обработки профиля и нахождения границ квантовых ям GaAs и барьеров AlGaAs.

получающегося профиля. Шаг дискретизации профиля с учетом наклона изображения составил 0.19 нм. Для подгонки восстановленного профиля методом наименьших квадратов использовались три вида функций размытия состава (рис. 2):
нормальная —

$$f_g(z) = \exp\left(-\frac{z^2}{2\tau_g^2}\right), \quad (1)$$

симметричная экспоненциальная —

$$f_e(z) = \frac{1}{\exp\left(-\frac{\pi z}{2\tau_e}\right) + \exp\left(-\frac{\pi z}{2\tau_e}\right)}, \quad (2)$$

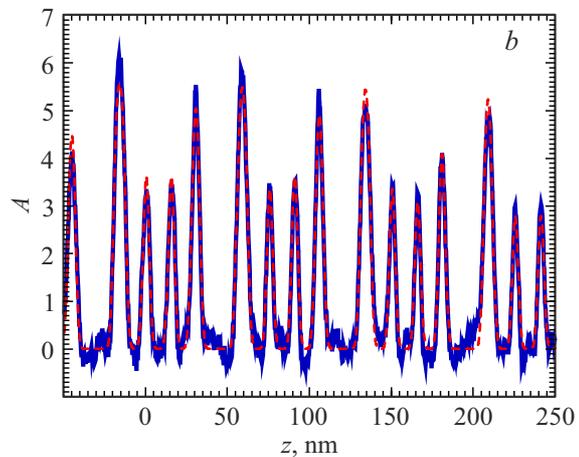
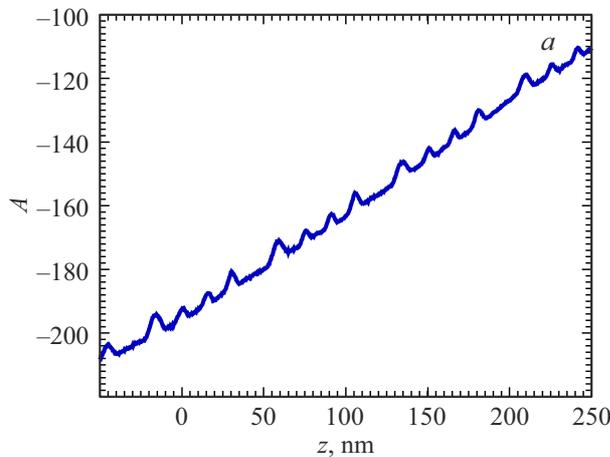


Рис. 2. *a* — зависимость средней по строкам интенсивности пикселей A обработанного ПЭМ-изображения от координаты z , направленной вдоль нормали к плоскости слоев из верхнего правого угла ПЭМ-изображения; *b* — профиль состава, восстановленный с помощью нормальной функции размытия состава при 7 порядке интерполяции фона.

несимметричная экспоненциальная —

$$f_{ab}(z) = \frac{1}{\exp\left(-\frac{\pi z}{2\tau_a}\right) + \exp\left(-\frac{\pi z}{2\tau_b}\right)}. \quad (3)$$

Здесь τ_g , τ_e , τ_a , τ_b — среднеквадратичные величины размытия для соответствующих функций.

Как видно из рис. 2, интенсивность ПЭМ-изображения имеет существенный градиент фона. Использование фурье-преобразования [1] для анализа профиля состава является непригодным из-за градиента фона. Для вычитания фона использовались полиномы различной степени. Проведенные вычисления показали, что восстанавливаемые толщины слоев зависят от порядка полинома, который используется для вычитания фона (см. табл. 1). Для того чтобы уровень фона был подобран индивидуально для каждого периода гетероструктуры, порядок полинома должен быть не менее числа анализируемых периодов (мы анализировали 4 периода структуры). Максимальное значение порядка полинома приблизительно ограничивается числом барьеров или квантовых ям (в нашем случае 17 слоев). При больших значениях порядка полинома фон будет иметь составляющую, повторяющую профиль структуры вследствие чего вычитание фона приведет к уменьшению амплитуды восстановленного профиля. Наилучшим порядком интерполяции можно считать тот, при котором амплитуда восстановленного профиля A максимальна. В рассматриваемом примере наилучшие значения порядка n интерполяции фона для нормального размытия границ лежат в диапазоне 7–10. Для этих значений восстановленные толщины оказались одинаковыми. Наибольший диапазон разброса толщин для разных порядков интерполяции фона составил 0.34 нм. Восстановленная величина размытия гетерограниц 1.13–1.17 нм менее чувствительна к порядку полинома (разброс 3%).

Аналогичные результаты получаются при использовании других функций размытия состава. Наилучший

Таблица 1. Восстановленная амплитуда профиля A , размытие гетерограниц τ и усредненные по 4 периодам толщины слоев структуры d и период гетероструктуры D для нормального распределения при разных порядках n интерполяции фона (жирным шрифтом выделены максимальные и минимальные значения)

n	A , отн. ед.	τ нм	d , нм								D , нм
			3.27	16.63	4.71	8.65	1.78	9.52	1.78	8.36	
4	5.66	1.15	3.27	16.63	4.71	8.65	1.78	9.52	1.78	8.36	54.69
5	5.64	1.14	3.22	16.63	4.76	8.65	1.78	9.52	1.73	8.36	54.64
6	5.61	1.14	3.08	16.58	4.90	8.51	1.83	9.52	1.78	8.41	54.59
7–10	5.72	1.17	3.12	16.72	4.66	8.70	1.87	9.32	1.87	8.31	54.59
11	5.41	1.13	3.36	16.48	4.95	8.41	2.02	9.23	1.97	8.22	54.64
12	5.54	1.16	3.41	16.63	4.66	8.65	1.97	9.18	2.02	8.17	54.69
Max	5.72	1.17	3.41	16.72	4.95	8.70	2.02	9.52	2.02	8.41	54.69
Min	5.41	1.13	3.08	16.48	4.66	8.41	1.78	9.18	1.73	8.17	54.59
Max–Min	0.31	0.04	0.33	0.24	0.29	0.29	0.24	0.34	0.29	0.24	0.10

Таблица 2. Восстановленная амплитуда профиля A , размытие гетерограниц τ и усредненные по 4 периодам толщины слоев структуры d и период гетероструктуры D для разных функций размытия

Размытие	n	A , отн. ед.	τ , нм	d , нм								D , нм
				3.12	16.72	4.66	8.70	1.87	9.32	1.87	8.31	
Нормальное	7	5.72	1.17	3.12	16.72	4.66	8.70	1.87	9.32	1.87	8.31	54.59
Экспоненциальное	10	6.04	1.42	3.08	16.77	4.66	8.70	1.87	9.32	1.87	8.31	54.59
Несимметричное экспоненциальное	6	6.06	1.37/1.44	3.03	16.77	4.66	8.65	1.83	9.42	1.78	8.46	54.59

порядок интерполяции зависит от вида функции (см. табл. 2). Максимальный разброс восстанавливаемых толщин составил 0.15 нм, что не превышает один шаг дискретизации изображения. При заданном порядке интерполяции фона наименьшее значение невязки получается для нормального размытия границ.

Среднеквадратичное размытие гетерограниц для несимметричного экспоненциального профиля составило $\tau_a = 1.37$ нм, $\tau_b = 1.44$ нм. Таким образом, существенных различий профиля гетеропереходов „квантовая яма/барьер“ и „барьер/квантовая яма“ не выявлено, так же как и для структур, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [18].

Отметим, что разрешение изображения ПЭМ, равное 0.226 нм на пиксель, было получено из результата рентгеновского анализа, согласно которому период составляет 54.7 нм. Таким образом, все найденные толщины, представленные в табл. 1 и 2, для которых период не равен заданному, должны быть пропорционально масштабированы, как обычно принято при анализе ПЭМ-изображений [1].

3. Влияние толщины образца на автокорреляционную функцию флуктуаций

Состав гетероструктуры, определяемый по анализу ПЭМ-изображений, представляет собой усредненное значение по толщине образца L . Автокорреляционная функция флуктуаций измеренных величин на ПЭМ

изображении представляется в виде

$$K_{\text{ТЕМ}}(\Delta x) = \left\langle \frac{1}{L} \int_0^L f(x, y) dy \cdot \frac{1}{L} \int_0^L f(x - \Delta x, y) dy \right\rangle$$

$$= \frac{1}{L^2} \int_0^L \int_0^L \langle f(x, y) \cdot f(x - \Delta x, y') \rangle dy dy',$$
(4)

где $f(x, y) = f(\mathbf{r})$ — флуктуация состава в плоскости слоя. Здесь направление оси y выбрано по направлению хода лучей ПЭМ. В изотропном приближении автокорреляционной функции флуктуаций $K(\Delta r) = \langle f(\mathbf{r}) \cdot f(\mathbf{r} - \Delta \mathbf{r}) \rangle$ автокорреляционная функция флуктуаций измеренных величин может быть найдена из интеграла

$$K_{\text{ТЕМ}}(\Delta x) = \frac{1}{L^2} \int_0^L \int_0^L K \left(\sqrt{\Delta x^2 + (y' - y)^2} \right) dy dy'. \quad (5)$$

Наиболее часто в качестве приближений для автокорреляционной функции флуктуаций используется гауссовый вид

$$K(x) = \sigma_x^2 \exp \left(-\frac{x^2}{L_c^2} \right) \quad (6)$$

или экспоненциальный вид

$$K(x) = \sigma_x^2 \exp \left(-\frac{|x|}{L_c} \right), \quad (7)$$

где L_c — длина корреляции, σ_x — среднеквадратичное отклонение.

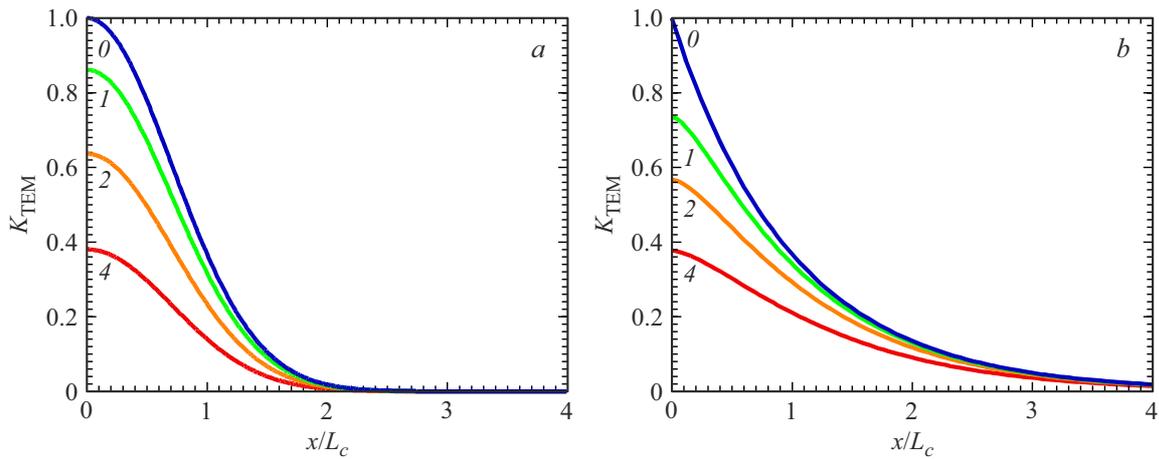


Рис. 3. Зависимость нормированной автокорреляционной функции образца для гауссовой (а) и экспоненциальной (б) корреляции флуктуаций при разных соотношениях толщины образца L и длины корреляции L_c : $L/L_c = 0, 1, 2, 4$. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

Измеряемая среднеквадратичная величина флуктуаций ПЭМ-изображения уменьшается с увеличением толщины образца (рис. 3). При больших толщинах образца она составляет

$$\sigma_{x\text{ТЕМ}} = \sqrt{K_{\text{ТЕМ}}(0)} \approx \sigma_x \sqrt{2L_c/L}. \quad (8)$$

При усреднении (5) функциональный вид гауссовой автокорреляционной функции (6) и длина корреляции не изменяются. Для экспоненциальной автокорреляционной функции (7) функциональный вид после усреднения (5) может быть представлен аналогичной экспоненциальной функцией (7) только приближенно. Для нахождения эффективной длины корреляции $L_{c\text{ТЕМ}}$ учтем, что при расчете рассеяния используется фурье-преобразование корреляционной функции на плоскости. Наиболее существенными являются фурье-компоненты для малых волновых векторов. Поэтому для эффективной длины корреляции целесообразно использовать выражение

$$L_{c\text{ТЕМ}}^2 = \int_0^{\infty} r K_{\text{ТЕМ}}(r) dr / K_{\text{ТЕМ}}(0), \quad (9)$$

которое обеспечивает равенство нулевой фурье-компоненты для точной функции (5) и приближенной функции вида (7). При увеличении толщины образца измеряемая длина корреляции экспоненциальной корреляционной функции стремится к величине

$$L_{\text{ТЕМ}} = \sqrt{2}L_c. \quad (10)$$

4. Анализ флуктуаций компонентного состава гетероструктуры

Яркость значительно отличается на разных частях изображения (см. рис. 1), поэтому для анализа флуктуаций необходимо исключить фоновую засветку. Вычитание фона с помощью полинома (как это было выполнено

в первом разделе статьи) для этих целей неприемлемо, так как не является локальным и приводит к искажению корреляционной зависимости. Для обеспечения локальности можно комбинировать элементы изображения только по направлению нормали к слоям. Для этого полагаем, что флуктуировать может только состав x барьерных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, так как в широких квантовых ямах материал должен быть близок к бинарному полупроводнику GaAs, т. е. будем считать фоном интенсивность изображения, попадающего в квантовые ямы. Для вычитания фона разделим все изображение на полоски, границы которых проходят через середины квантовых ям согласно ранее восстановленному профилю структуры. Каждую полоску разделим поперек на участки толщиной один пиксель. Для каждого такого участка полоски методом наименьших квадратов находим линейную регрессию для интенсивности изображения, которую считаем фоном. При расчете коэффициентов регрессии для фона учитываем только те пиксели, которые попадают в область квантовых ям согласно ранее восстановленному профилю структуры. Далее вычитаем полученную регрессию (фон) от интенсивности изображения всего участка полоски, включая область барьера (рис. 4).

При анализе рассеяния обычно используется понятие шероховатости гетерограницы. Будем считать, что область гетерограницы попадает в диапазон $\pm\tau$ от выбранной границы согласно ранее восстановленному профилю структуры (τ — среднеквадратичное размытие гетерограниц). Производим усреднение флуктуаций изображения перпендикулярно слоям в диапазоне $\pm\tau$ и получаем одномерную зависимость состава вдоль гетерограницы. Среднеквадратичное значение флуктуаций состава гетерограницы σ_x можно преобразовать в эквивалентную шероховатость барьерного слоя

$$\sigma_d = 2\tau \frac{\sigma_x}{x_b}, \quad (11)$$

где x_b — средний состав барьерного слоя. Альтернативно можно провести усреднение флуктуаций изобраа-

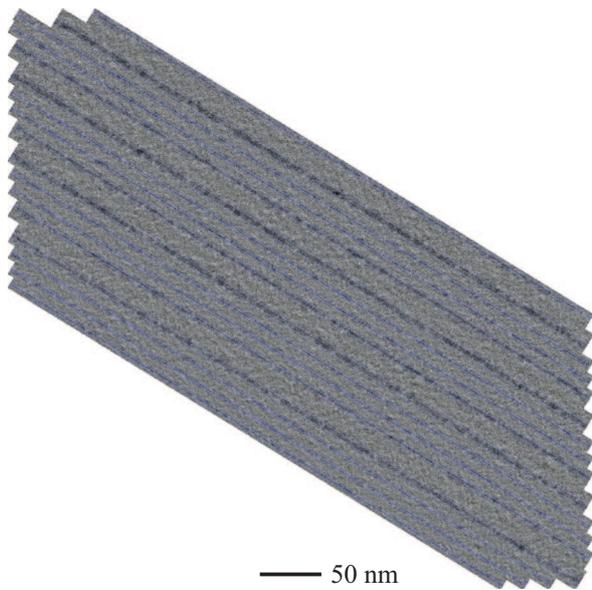


Рис. 4. Обработанное ПЭМ-изображение с размеченными слоями после вычитания фона в анализируемой области.

жения перпендикулярно слоям во всем барьерном слое и получить характеристики флуктуаций гетеросостава барьерного слоя.

Для анализируемого изображения (см. рис. 4) усредненная спектральная плотность флуктуации практически постоянна для волновых чисел $k \geq 3 \text{ nm}^{-1}$ (рис. 5), что свидетельствует о наличии в ПЭМ-изображении белого шума. Для оценки длины корреляции L_c учтем, что половина „энергии“ флуктуаций попадает в диапазон волновых чисел $k < 0.95/L_c$ и $k < 1/L_c$, для нормальной (6) и экспоненциальной (7) корреляционной функции соответственно. При расчете „энергии“ флуктуаций учитываем только низкочастотную часть спектра $k < 3 \text{ nm}^{-1}$, из которой вычтен белый шум по его среднему уровню в высокочастотной области. Значение длины корреля-

ции составило 2.4 нм, относительная среднеквадратичная флуктуация состава барьера — 28%, среднеквадратичная шероховатость гетерограниц — 0.65 нм.

Пространственные автокорреляционные функции флуктуаций гетеросостава, получаемые фурье-преобразованием их спектральной плотности, имеют спадающий вид (рис. 5), который приближенно можно описать экспоненциальной функцией (7). При этом зависимости до и после вычитания белого шума заметно отличаются только значением в начале координат. Следует отметить, что спектры флуктуации и пространственные автокорреляционные функции, полученные усреднением спектров флуктуаций для периодических граничных условий и усреднением автокорреляционных функций без периодических граничных условий, практически не отличаются.

Учитывая соотношения (8) и (10) и полагая толщину образца $L = 30 \text{ нм}$, находим, что длина корреляции шероховатостей составляет $L_c = 1.7 \text{ нм}$, а среднеквадратичная шероховатость гетерограниц 1.9 нм для интерполяции корреляционной функции экспоненциальной зависимостью. Полученная шероховатость гетерограниц на порядок превышает значения из литературных данных [6]. Это может свидетельствовать о том, что флуктуации интенсивности анализируемого ПЭМ-изображения в большей степени обусловлены шероховатостями или загрязнениями поверхности образца.

5. Заключение

В работе продемонстрирована методика анализа профиля и шероховатостей гетерограниц на основе ПЭМ-изображений гетероструктуры квантово-каскадного лазера, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии. Проанализировано ПЭМ-изображение квантово-каскадной гетероструктуры $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ с разрешением 0.226 нм на пиксель. Рассчитанные размеры переходных областей в гетероструктуре составили 1.2 и 1.4 нм, при интерполяции размытия границ нормальным

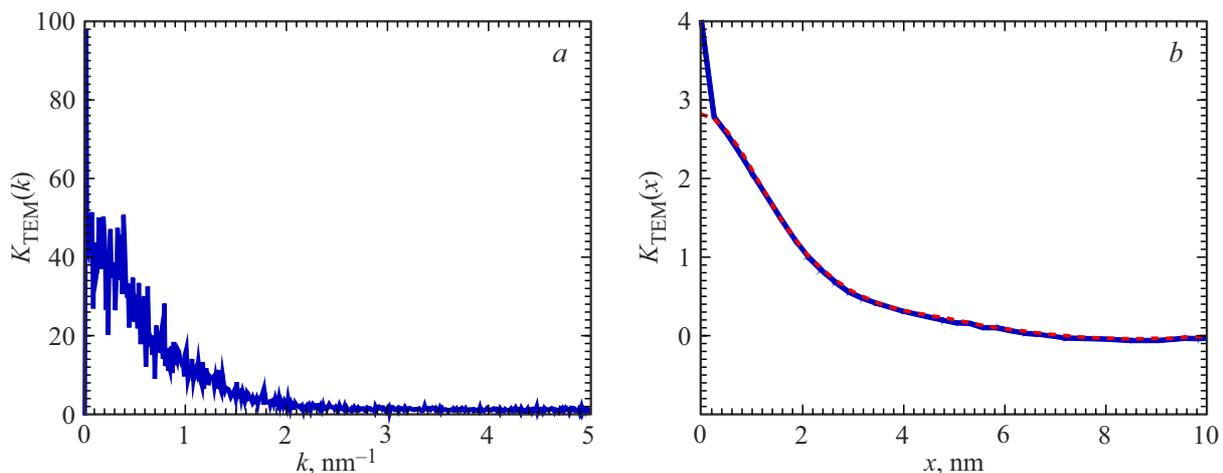


Рис. 5. (а) Усредненная по всем анализируемым гетерограницам спектральная плотность и (б) автокорреляционная функция флуктуации состава до (синяя линия) и после вычитания белого шума (красная линия).

и экспоненциальным распределением соответственно. Существенных различий профиля гетеропереходов „барьер/квантовая яма“ и „квантовая яма/барьер“ не выявлено. Восстановленные методом наименьших квадратов толщины слоев имеют максимальный разброс 0.34 нм в зависимости от степени полинома для интерполяции фона и функции размытия. Наилучшее согласование экспериментальных и расчетных профилей получается для размытия границ по нормальному закону. Оцененная длина корреляции шероховатостей гетерограниц составила 1.7 нм, среднеквадратичное отклонение — 1.9 нм, что свидетельствует о существенном вкладе шероховатостей или загрязнений поверхности образца во флуктуации интенсивности анализируемого ПЭМ-изображения.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке в рамках проектов БРФФИ Ф23РНФМ-064 и гранта Российского научного фонда № 24-49-10004, <https://rscf.ru/project/24-49-10004/>.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] X. Lü, E. Luna, L. Schrottke, K. Biermann, H.T. Grahn. *Appl. Phys. Lett.*, **113** (17), 172101 (2018).
- [2] Y.V. Flores, A. Albo. *IEEE J. Quant. Electron.*, **53** (3), 2300208 (2017).
- [3] Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов, В.И. Гавриленко, О.Ю. Волков, Н.В. Щаврук, Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин. *Квант. электрон.*, **49** (10), 913 (2019).
- [4] A.E. Yachmenev, S.S. Pushkarev, R.R. Reznik, R.A. Khabibullin, D.S. Ponomarev. *Progr. Cryst. Growth and Characterization Mater.*, **66** (2), 100485 (2020).
- [5] P. Johansson. *Phys. Rev. B*, **46** (19), 12865 (1992).
- [6] T. Unuma, T. Takahashi, T. Noda, M. Yoshita, H. Sakaki, M. Baba, H. Akiyama. *Appl. Phys. Lett.*, **78** (22), 3448 (2001).
- [7] T. Unuma, M. Yoshita, T. Noda, H. Sakaki, H. Akiyama. *J. Appl. Phys.*, **93** (3), 1586 (2003).
- [8] K.A. Krivas, D. O. Winge, M. Franckić, A. Wacker. *J. Appl. Phys.*, **118**, 114501 (2015).
- [9] M. Franckić, D.O. Winge, J. Wolf, V. Liverini, E. Dupont, V. Trinité, J. Faist, A. Wacker. *Opt. Express*, **23** (4), 5201 (2015).
- [10] S. Fatholouloumi, E. Dupont, C.W.I. Chan, Z.R. Wasilewski, S.R. Laframboise, D. Ban, A. Mátyás, C. Jirauschek, Q. Hu, H.C. Liu. *Opt. Express*, **20** (4), 3866 (2012).
- [11] Р.А. Хабибуллин, К.В. Маремьянин, Д.С. Пономарев, Р.Р. Галиев, А.А. Зайцев, А.И. Данилов, И.С. Васильевский, А.Н. Виниченко, А.Н. Клочков, А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков, С.В. Морозов, В.И. Гавриленко. *ФТП*, **55** (11), 989 (2021).
- [12] L. Bosco, M. Franckić, G. Scalari, M. Beck, A. Wacker, J. Faist. *Appl. Phys. Lett.*, **115**, 010601 (2019).
- [13] A. Khalatpour, A. K. Paulsen, C. Deimert, Z.R. Wasilewski, Q. Hu. *Nature Photonics*, **15**, 16 (2021).
- [14] A. Khalatpour, A. Tam, S.J. Addamane, Z. Wasilewski, Q. Hu. *Appl. Phys. Lett.*, **122**, 161101 (2023).
- [15] Т.А. Багаев, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, А.И. Данилов, Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Зайцев, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, В.И. Гавриленко, Р.Р. Галиев, А.Ю. Павлов, С.С. Пушкарёв, Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин. *Письма ЖТФ*, **48** (10), 16 (2022).
- [16] D.V. Ushakov, A.A. Afonenko, R.A. Khabibullin, V.K. Kononenko, I.S. Manak. *Vestsi Natsyional'nai akademii navuk Belarusi. Seryia fizika-matematychnykh navuk*. Proc. National Academy of Sciences of Belarus. Ser. Phys. Mathematics, **58** (2), 237 (2022).
- [17] Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, Д.С. Пономарев, С.С. Пушкарёв, В.И. Гавриленко, Р.А. Хабибуллин. *Изв. вузов. Радиофизика*, **LXV**, № 5-6, 505 (2022).
- [18] А.А. Афоненко, А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков, С.С. Пушкарёв, Р.А. Хабибуллин. *Тр. XXV Междунар. симп. „Нанопластика и нанопластика“ (Н. Новгород)*, **2**, с. 566 (2021).

Редактор А.Н. Смирнов

Analysis of TEM image of quantum cascade laser heterostructure grown by metalorganic vapour-phase epitaxy

An.A. Afonenko¹, A.A. Afonenko¹, D.V. Ushakov¹, T.A. Bagaev², M.A. Ladugin², A.A. Marmalyuk², S.S. Pushkarev^{3,4}, R.A. Khabibullin^{3,4}

¹ Belarusian State University,
220030 Minsk, Belarus

² Polyus Research Institute of Stelmakh,
117342 Moscow, Russia

³ Mokerov Institute of Ultra High Frequency
Semiconductor Electronics,
117105 Moscow, Russia

⁴ Moscow Institute of Physics and Technology
(State University),
141701 Dolgoprudny, Russia

Abstract In this work, we have analyzed TEM images of a quantum cascade laser heterostructure. The heterostructure, containing 185 periods and four quantum wells GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As in each period, was grown by MOVPE. Different composition spreading laws (normal, exponential and asymmetric exponential) have been used to reveal the differences in the composition deviation at the boundary „barrier/quantum well“ and „quantum well/barrier“ when interpolating the experimental hetero-interface profile. The effect of finite sample thickness on the composition fluctuation characteristics has been theoretically investigated and spectra and autocorrelation functions of composition fluctuations have been obtained. Estimates of the thickness of hetero-interface roughness and its correlation length have been carried out.