

06;12

Влияние температуры роста спейсерного слоя на электрофизические и структурные свойства PHEMT-структур

© Г.Б. Галиев,¹ И.С. Васильевский,^{1,2} Е.А. Климов,¹ В.Г. Мокеров,¹ А.А. Черечукин,¹
Р.М. Имамов,³ И.А. Субботин,³ Э.М. Пашаев³

¹ Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН,
117105 Москва, Россия
e-mail: galiev galib@mail.ru

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

³ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН,
119333 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 30 мая 2006 г.)

Изучено влияние температуры роста спейсерного слоя AlGaAs на подвижность двумерного электронного газа μ_e в псевдоморфных структурах AlGaAs/InGaAs/GaAs с односторонним слоем, δ -легированным кремнием. Для исследования выбраны структуры, оптимизированные с точки зрения отсутствия параллельной проводимости по легированному слою. Установлено, что в таких структурах с увеличением температуры роста спейсерного слоя от 590 до 610°C при неизменности остальных параметров и условий роста подвижность μ_e увеличивается на 53% при $T = 300\text{K}$ и на 69 при 77. С помощью фотолуминесцентных и рентгенодифракционных измерений показано, что это связано с усовершенствованием кристаллической структуры спейсерного слоя AlGaAs и уменьшением степени размытия гетерограницы AlGaAs/InGaAs.

PACS: 81.15.Hi, 72.80.Ey, 73.61.Ey, 61.10.Nz

Введение

В AlGaAs/InGaAs/GaAs PHEMT (pseudomorphic high electron mobility transistor) транзисторных структурах наблюдаются лучшие электрофизические параметры по сравнению с гетероструктурами AlGaAs/GaAs, что обуславливает их широкое применение в устройствах СВЧ-техники [1–5]. В PHEMT-структурах тонкий напряженный эпитаксиальный слой $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с мольной долей In около 0.2 и толщиной менее 2 nm выращивается между GaAs и AlGaAs. Увеличение подвижности μ_e и концентрации n_s двумерного электронного газа достигается как за счет большей высоты барьера, определяемой разрывом дна зоны проводимости ΔE_c , так и за счет меньшей эффективной массы электронов в $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ по сравнению с GaAs. Из-за сильного несоответствия параметров решетки InAs и GaAs (11%) мольная доля индия y и толщина L слоя $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ должны быть меньше критических значений, обычно $y \leq 0.2$ и $L \leq 20\text{ nm}$.

Основные электрофизические характеристики PHEMT-структуры — подвижность μ_e и концентрация n_s двумерного электронного газа в канале InGaAs — при выбранном технологическом маршруте изготовления, в конечном счете, определяют параметры СВЧ-транзисторов. Эти параметры в первую очередь зависят от концентрации легирования в донорном слое и толщины спейсерного слоя [6–10].

Характерные значения μ_e и n_s для односторонне и двусторонне легированных PHEMT-структур изменяют-

ся в довольно широком диапазоне, что может быть обусловлено как выбором параметров PHEMT-структуры, так и технологией роста. Так, оптимальная температура роста T_g эпитаксиальных слоев AlGaAs, GaAs, InGaAs в PHEMT-структурах различается более чем на 100°C. Если эпитаксиальные слои AlGaAs обладают более совершенной кристаллической структурой при $T_g \approx 600\text{--}630^\circ\text{C}$, то GaAs — при $\approx 580\text{--}600$, а InGaAs — при 490–520. Используются дополнительные технологические приемы, такие как введение субслоев в базовую PHEMT-структуру, прерывание роста и его продолжительность, скорость изменения температуры роста при выращивании разных слоев и т.д. [11–14].

Тем не менее в литературе отсутствуют сведения о влиянии температуры роста спейсерного слоя AlGaAs на подвижность двумерного электронного газа в PHEMT-структурах. Это влияние может проявляться в структурах, где изменяется только температура роста спейсерного слоя, а толщина всех слоев и уровень легирования не изменяется. Кроме того, в PHEMT-структуре должна отсутствовать параллельная проводимость по легированному слою. В противном случае значения μ_e и n_s , получаемые из измерений сопротивления и эффекта Холла, некорректно отражали бы параметры электронного транспорта в канале.

Целью настоящей работы является исследование влияния температуры роста спейсерного слоя AlGaAs на электрофизические и структурные параметры PHEMT-структур.

Теоретический анализ профиля зоны проводимости и распределения электронной плотности

Как известно, для изготовления СВЧ-транзисторов и малошумящих усилителей часто используется структура с односторонним δ -легированием, которая должна удовлетворять следующим требованиям. Во-первых, иметь необходимую концентрацию электронов в канале ($n_s \geq 1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), во-вторых, в легированном широкозонном слое должна отсутствовать параллельная проводимость. Основными параметрами, определяющими возникновение параллельной проводимости в РНЕМТ-структурах при фиксированной глубине квантовой ямы и определенных мольных долях Al x и In y , являются толщина спейсерного слоя AlGaAs d_{sp} и уровень легирования N_d .

Для выбора структуры, удовлетворяющей этим требованиям, с помощью решения самосогласованной системы уравнений Шредингера и Пуассона рассчитаны и проанализированы профили зоны проводимости и распределение электронной плотности в РНЕМТ-структурах с различными d_{sp} и N_d .

Уравнение Шредингера для огибающих волновых функций $\psi_i(z)$:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m^*(z)} \frac{d}{dz} \right) + U(z) \right] \psi_i(z) = E_i \psi_i(z) \quad (1)$$

и Пуассона

$$\frac{d}{dz} \left(\epsilon_0 \epsilon(z) \frac{dU_H(z)}{dz} \right) = e^2 [N_d(z) - n(z)] \quad (2)$$

решались совместно для потенциала вида

$$U = U_H + \Delta E_C + U_{XC},$$

где i — номер подзоны, U_H — одноэлектронный электростатический потенциал, ΔE_C — разрыв дна зоны проводимости на гетерограницах, U_{XC} — обменно-корреляционный потенциал, который в приближении локальной плотности определяется как

$$U_{XC} = - \left[1 + 0.0545 r_S \ln \left(1 + \frac{11.4}{r_S} \right) \right] \frac{2}{\pi \alpha r_S} R y^*, \quad (3)$$

где

$$r_S = \left(\frac{4\pi a_B^* n(z)}{3} \right)^{-1/3}, \quad a_B^* = \frac{4\pi \epsilon_0 \epsilon \hbar^2}{m^* e^2},$$

$$R y^* = \frac{e^2}{8\pi \epsilon_0 \epsilon a_B^*}, \quad \alpha = \left(\frac{4}{9\pi} \right)^{1/3}.$$

Здесь a_B^* — эффективный боровский радиус, $R y^*$ — эффективная константа Ридберга.

Распределение электронной плотности для размерно-квантованных подзон квантовой ямы $n(z)$ определяется выражением

$$n(z) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} k_B T \sum_i \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{k_B T} \right) \right] |\psi_i(z)|^2. \quad (4)$$

Расчет проводился для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$ РНЕМТ-структур с мольными долями Al $x = 0.22$ и In $y = 0.18$. Использованы следующие значения эффективных масс: в GaAs $m^* = 0.0667m_0$, в $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ — 0.061, в $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ — 0.087. Разрывы зоны проводимости относительно GaAs принимались равными $\Delta E_C = -0.09 \text{ eV}$ для $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ и $+0.19$ — для $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$. Значение потенциала на поверхности принималось $\varphi_S = 0.7 \text{ eV}$.

В результате определены пространственный профиль потенциала зоны проводимости $U(z)$, квантово-размерные уровни энергии электронов E_i , огибающие волновых функций электронов $\psi_i(z)$, концентрации электронов в подзонах n_i и общее распределение электронной плотности $n(z)$.

На рис. 1 представлены профили зоны проводимости, уровни размерного квантования и распределение электронной плотности для умеренно легированной РНЕМТ-структуры со слоевой концентрацией кремния $N_d = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (рис. 1, а) и для сильно легированной с $4 \cdot 10^{12}$ (рис. 1, б). Толщина InGaAs квантовой ямы составляет $L = 12 \text{ nm}$. Толщина спейсерного слоя $d_{sp} = 50 \text{ \AA}$ выбрана как компромисс между увеличением рассеяния на ионизированной примеси при уменьшении d_{sp} и появлением параллельной проводимости в δ -слое

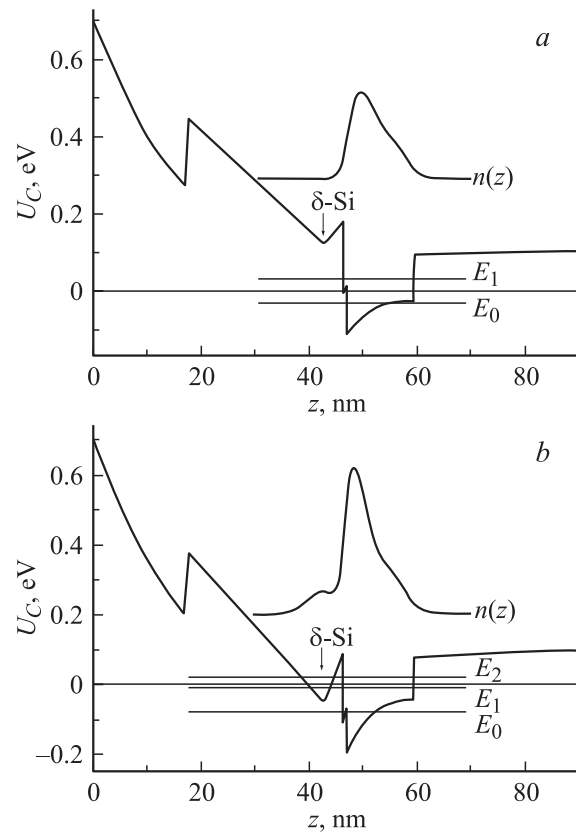


Рис. 1. Профиль зоны проводимости, уровни размерного квантования E_i и распределение электронной плотности $n(z)$: а — умеренное легирование, $N_d = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, б — сильное легирование, $4 \cdot 10^{12}$.

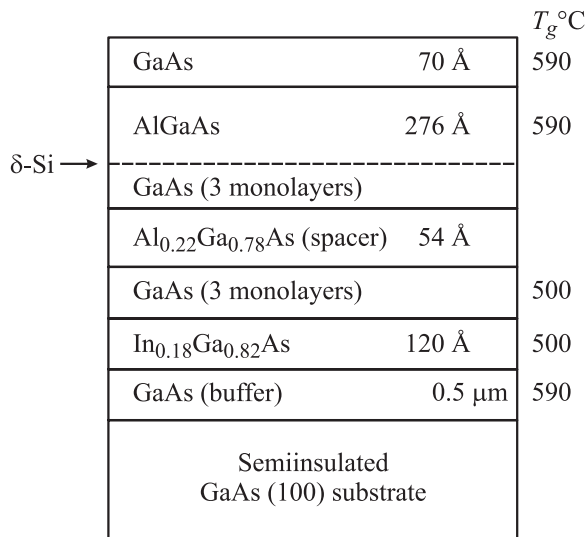


Рис. 2. Схематическое изображение структуры исследуемых образцов.

при увеличении $d_{sp} > 6$ nm. При сильном легировании ($N_d = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) также возникает параллельная проводимость по δ -легированному слою в подзонах E_2 и E_3 (см. рис. 1, b). Расчет показывает, что параллельная проводимость возникает при уровне легирования $N_d = 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, соответствующем концентрации электронов в канале $n_s \sim 2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

На основе проведенных расчетов для исследований были выбраны РНЕМТ-структуры с δ -легированием, схематически изображенные на рис. 2.

Образцы и методы исследований

Исследуемые образцы выращены по методу молекулярно-лучевой эпитаксии на установке ЦНА-24. В качестве подложек использовались пластины полуизолирующего GaAs с ориентацией (100). Образцы отличаются друг от друга только температурой роста слоев AlGaAs, соответственно 590, 600 и 610°C для образцов № 1, 2 и 3. Температура роста остальных слоев указана на рис. 2. Время формирования δ -слоя для всех образцов составляло 150 s при температуре кремниевого источника 1100°C, что соответствует $N_d = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Перед нанесением δ -слоя во всех структурах вводился субслой GaAs толщиной ~ 10 Å для уменьшения диффузии кремния в направлении канала, поскольку в AlGaAs происходит более сильное уширение δ -Si слоя [15], а также для предохранения поверхности AlGaAs от накопления примесей при прерывании роста. Такой же субслой GaAs вводился после роста слоя $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ при той же температуре для предотвращения диффузии In в сторону поверхности при выращивании последующих слоев. Заложена по технологии мольная доля $\text{In } y = 0.18$.

Концентрация n_s и подвижность μ_e двумерного электронного газа получены из измерений эффекта Холла при температуре 77 и 300 К. Измерение спектров фотолюминесценции (ФЛ) проводилось при $T = 77$ К в диапазоне энергий фотонов 1.25–1.55 eV с использованием лазера с длиной волны $\lambda = 632.5$ nm и плотностью излучения до 100 W/cm^2 .

Определение структурных параметров слоев в исследуемых образцах проводилось методом двухкристалльной рентгеновской дифрактометрии. Измерения выполнялись на трехкристалльном рентгеновском спектрометре. В качестве монохроматора использовался монокристалл Ge в отражающем положении (004). Источником излучения служила рентгеновская трубка с медным анодом мощностью 1.2 kW. Кривые дифракционного отражения (КДО) от образцов регистрировались $\theta/2\theta$ -сканированием в пошаговом режиме с заданной статистикой сигнала в каждой точке измерения. Погрешность измерения интенсивности угловой зависимости рентгеновских лучей составляла не более 10%.

Результаты и их обсуждение

В табл. 1 представлены значения подвижности μ_e и концентрации n_s двумерного электронного газа в исследуемых образцах, полученные из измерений эффекта Холла при $T = 300$ и 77 К. Повышение температуры роста спейсерного слоя AlGaAs от 590 до 610°C приводит к увеличению подвижности как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого азота. При этом концентрация n_s практически не меняется. Так, μ_e в образце № 3 по сравнению с № 1 увеличивается на 53% при $T = 300$ К и на 69% при 77, в то время как n_s меняется только на 7 и 6% соответственно. Такое поведение подвижности может быть обусловлено тем, что кристаллическая структура спейсерного слоя AlGaAs становится более совершенной, а граница раздела между этим слоем и квантовой ямой — менее размытой. Следует также отметить, что при повышении температуры роста слоя AlGaAs не происходит существенное уширение профиля δ -слоя. В противном случае это привело бы к диффузии кремния (в том числе в сторону квантовой ямы) и к уменьшению μ_e из-за роста рассеяния электронов на ионизированных донорных примесях вследствие уменьшения эффективной толщины спейсерного слоя.

Таблица 1. Подвижность и концентрация электронов в образцах

№ образца	$T = 300$ К		$T = 77$ К	
	$\mu_e, \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$	$n_s, \text{ cm}^{-2}$	$\mu_e, \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$	$n_s, \text{ cm}^{-2}$
1	4900	$1.4 \cdot 10^{12}$	11 350	$1.7 \cdot 10^{12}$
2	6500	$1.3 \cdot 10^{12}$	13 380	$1.62 \cdot 10^{12}$
3	7500	$1.3 \cdot 10^{12}$	19 200	$1.6 \cdot 10^{12}$

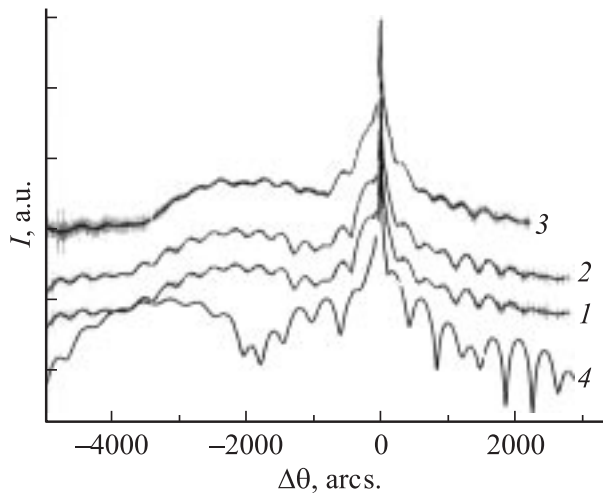


Рис. 3. Кривые дифракционного отражения от образцов 1–3. Сплошные линии — расчетные кривые, вертикальные штрихи — экспериментальные; 4 — теоретическая кривая ростовой модели.

Для подтверждения высказанных предположений были проведены рентгенодифракционные исследования всех трех образцов. Полученные КДО представлены на рис. 3. Наблюдаемые на них особенности качественно легко описываются. Видно, что кроме основного дифракционного максимума на хвостах КДО наблюдается сложная интерференционная картина, представляющая собой наложение двух волн с отличающимися периодами колебаний. Осцилляции с малым периодом указывают на наличие над поверхностью подложки (буфера) пленки толщиной $L_n \approx \lambda/2\Delta\theta \cos(\theta_B) \approx 59 \pm 6$ nm, где λ — длина волны рентгеновского излучения, $\Delta\theta$ — период осцилляций, θ_B — угол Брэгга.

Осцилляции с большим периодом имеют четко выраженный максимум, что свидетельствует о формировании в образцах слоя толщиной ~ 10 – 12 nm с отличающимся от подложки параметром решетки $\Delta a = a_0 \Delta\theta \operatorname{ctg}(\theta_B)$ (a_0 — параметр решетки подложки). Полученные величины удовлетворительно согласуются с параметрами, заложенными в технологию роста образцов. Как видно из рис. 3, величина 59 ± 6 nm соответствует суммарной толщине эпитаксиальной структуры, а 10 – 12 nm — ширине квантовой ямы $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ в образцах.

Анализ КДО, записанных для асимметричных отражений (311), показал, что выращенные слои являются псевдоморфными. С учетом этого факта было оценено среднее содержание у атомов In в квантовой яме для всех образцов. Параметры слоев, определенные по рентгеноструктурным данным в исследуемых образцах, представлены в табл. 2. По сравнению с заданными технологическими условиями роста структур определенное из обработки КДО среднее содержание атомов In в квантовых ямах образцов оказалось пониженным и составляло 12–13.4 вместо 18%. Это различие, скорее

всего, связано с явлением реиспарения атомов индия в процессе роста слоев InGaAs в образцах, которое зависит от температуры и скорости роста, а также от давления As [16]. Обнаруженное уменьшение содержания In от 13.4 до 12.4% в образцах № 1–3 обусловлено возрастанием диффузии атомов In в граничные слои с увеличением температуры роста спейсерного слоя (табл. 2). Определенные из анализа дифракционных измерений составы слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в образцах находятся в удовлетворительном согласии с заданным по технологии роста структур, если учитывать суммарную погрешность экспериментального измерения толщины растущей пленки (с точностью $\sim 5\%$) и периодов осцилляций (~ 6).

Для количественного описания КДО и получения конкретной информации о параметрах отдельных слоев и гетерограниц был использован метод, описанный в [17]. В качестве начального приближения при анализе экспериментальных КДО использовались параметры структуры образцов, заложенные в технологию их выращивания. Как видно из рис. 3, рассчитанные КДО для ростовой модели с технологическими параметрами (кривая 4) отличаются от экспериментальных. Это указывает на существование отклонений параметров от значений, заложенных в технологическую модель. Для получения реальных параметров слоев выращенных образцов была проведена подгонка теоретических КДО к экспериментальным. Варьировались следующие параметры: толщина слоев гетероструктуры l_i (i — номер слоя), компоненты относительного изменения кристаллической решетки вдоль нормали к поверхности образца $\Delta a_{in}/a$, а также статические факторы Дебая–Валлера f_i ($0 \leq f \leq 1$), характеризующие степень разупорядочения и несовершенства выращенных слоев. Вследствие того что непосредственный вклад в дифракционное рассеяние от тонкого слоя GaAs, так же как и δ -слоя Si, крайне мал, толщина этих слоев (заданная технологией роста) и их статические факторы Дебая–Валлера не варьировались в процессе подгонки.

Для модели образцов с резкими границами расчетные КДО визуально слабо отличались от экспериментальных. Однако полученные результаты нельзя было считать удовлетворительными, поскольку величины функционала χ^2 [17] сильно отличались от единицы. Поэтому на следующем этапе анализа в расчет были введены дополнительные субслои сверху и снизу от канала $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, которые представляют собой границы раздела между разнородными (по крайней мере, по параметру кристаллической решетки) слоями GaAs, $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Все значения нормировочных разностей σ укладываются в теоретически предсказываемый интервал $(-3, 3)$. Результаты расчета и последующей подгонки КДО в такой модели показаны на рис. 3 и в табл. 2. Видно хорошее соответствие экспериментальных КДО теоретическим ($\chi^2 = 2.08, 1.9, 1.85$ соответственно для образцов № 1, 2, 3).

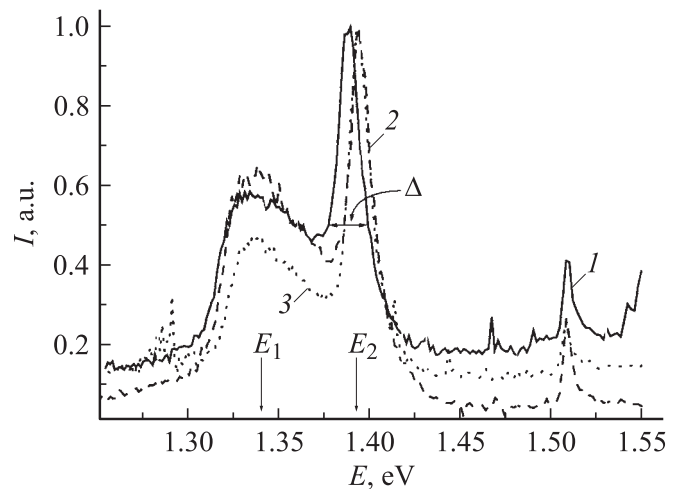
Таблица 2. Параметры слоев в образцах по рентгенодифракционным данным

Параметр	Образец № 1	Образец № 2	Образец № 3				
Толщина, nm Фактор Дебая–Валлера f_i	5.9 ± 0.5 0.817	cap GaAs	7.7 ± 0.5 0.61				
		7.5 ± 0.5 0.844					
Барьерный слой + спейсер $Al_xGa_{1-x}As$							
Толщина, nm Фактор Дебая–Валлера f_i Состав x , %	44.2 ± 1.5 0.777 23.2	43 ± 1.5 0.786 24.2	44 ± 1.5 0.85 24.6				
				Граница раздела спейсер–канал			
				Толщина, nm	0.6 ± 0.1	0.4 ± 0.1	0.3 ± 0.1
Канал $In_yGa_{1-y}As$							
Толщина, nm Фактор Дебая–Валлера f_i Состав y , %	11.2 ± 0.5 0.83 13.4	11 ± 0.5 0.8 12.8	11.5 ± 0.5 0.835 12.4				
				Граница раздела канал–буфер			
				Толщина, nm	1.2 ± 0.1	1 ± 0.1	3 ± 0.5

Как следует из табл. 2, в этой модели границы квантовой ямы $In_yGa_{1-y}As$ с обеих сторон оказываются размытыми, причем размытие сильнее со стороны буфера-подложки. Это может быть связано с тем, что нижняя гетерограница находится более длительное время в высокотемпературном режиме в процессе роста последующих слоев. При этом толщина граничного слоя существенно уменьшается в образце № 3, полученном при более высокой температуре ($610^\circ C$) роста спейсерного слоя $Al_xGa_{1-x}As$. Эти переходные слои заметно различаются и по средней величине степени упорядочения атомов в кристаллической решетке f_i (табл. 2). Значение параметра $f_i = 0.85$ для слоев $Al_xGa_{1-x}As$ образца № 3 почти на 20% превышает 0.77 для 1. Это означает, что слои спейсера и барьера в образце № 3 обладают более совершенной кристаллической структурой по сравнению с аналогичными слоями в образцах № 1 и 2. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментально установленным фактом увеличения подвижности двумерного электронного газа при увеличении температуры роста спейсерного слоя (табл. 1).

В пользу отмеченных выше предположений свидетельствуют также и данные, полученные из спектров ФЛ. На рис. 4 представлены измеренные при $T = 77 K$ спектры ФЛ образцов № 1, 2 и 3. Пики на спектрах в области энергий фотонов $\hbar\omega_1 \approx 1.34$ и $\hbar\omega_2 \approx 1.39$ eV соответствуют переходам от первой E_1 и второй E_2 электронных подзон к первой подзоне тяжелых дырок (переходы E_{11} и E_{21}) в квантовой яме $InGaAs$. Положение пиков практически совпадает для всех образцов, что свидетельствует о том, что зонная структура исследуемых образцов, а значит, ширина квантовой ямы

$In_yGa_{1-y}As$ и молярная доля In y не изменялись в зависимости от температуры роста спейсера. Кроме этих полос наблюдается и полоса с $\hbar\omega \approx 1.508$ eV, которая соответствует значению фундаментального перехода в GaAs. Как известно, на ширину спектральных линий влияет ряд механизмов, в том числе структурное совершенство и шероховатость границ квантовой ямы [18,19]. Значения полной ширины на половине максимума интенсивности сигнала ФЛ для пика $E_{21} \sim 1.39$ eV (на рис. 4 обозначено Δ) составляют 21.7, 18.1 и 16.2 meV для образцов № 1, 2 и 3 соответственно. Эти значения Δ коррелируют с данными по подвижностям (табл. 1): чем больше подвижность μ_e , тем меньше значение Δ .

**Рис. 4.** Спектры фотолюминесценции, измеренные при $T = 77 K$.

Заключение

Проведенные комплексные электрофизические, рентгенодифракционные и фотолюминесцентные исследования псевдоморфных НЕМТ-композиций позволили установить связь условий их выращивания со свойствами и структурными параметрами отдельных слоев.

Расчет и анализ зонных диаграмм позволили выбрать оптимизированную РНЕМТ-структуру, исключающую наличие параллельной проводимости. Обнаружено увеличение подвижности двумерного электронного газа более чем на 50% при повышении температуры роста спейсерного слоя в образцах при прочих равных условиях. Данные фотолюминесценции подтверждают идентичность зонной структуры в исследованных образцах. Установлено, что увеличение подвижности электронов при повышении температуры роста спейсерных слоев коррелирует со степенью кристалличности этого слоя и уменьшением толщины гетерограницы $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. При использованных режимах эпитаксии неоднородность состава квантовых ям по толщине вблизи нижней границы обусловлена эффектами поверхностной сегрегации, а вблизи верхней границы — диффузией индия в прилегающий монослой GaAs.

Авторы выражают глубокую благодарность С.С. Широкову за проведение измерений фотолюминесценции.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-02-17029-а и 05-02-17585-а), а также программы президиума РАН „Квантовые наноструктуры“.

Список литературы

- [1] *Chou Y., Li G.P., Chen Y.C.* et al. // IEEE Electr. Dev. Lett. 1996. Vol. 17. P. 479.
- [2] *Habbad Y., Deveaud D., Bühlmain H.-J., Hegems M.* // J. Appl. Phys. 1995. Vol. 78. P. 2509.
- [3] *Wu C.S., Ren F., Pearton S.J.* et al. // IEEE Trans. Electr. Dev. 1995. Vol. 42. P. 1419.
- [4] *Gaquiere C., Grünerütt J., Jambon D.* et al. // IEEE Trans. Electr. Dev. 2005. Vol. 26. P. 533.
- [5] *Yang M.T., Chan Y.J., Chen C.H.* et al. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. P. 2494.
- [6] *Yu P.W., Jogai B., Rogers T.J.* et al. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. P. 7535.
- [7] *Cao X., Zeng Y., Kong M.* et al. // Solid State Electronics. Vol. 45. P. 751.
- [8] *Cao X., Zheng Y., Kong M.* et al. // J. Cryst. Growth. 2001. Vol. 231. P. 520.
- [9] *Cao X., Zheng Y., Cui L.* et al. // J. Cryst. Growth. 2001. Vol. 227–228. P. 127.
- [10] *Look D.C., Jogai B., Stutz C.E.* et al. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. P. 328.
- [11] *Chan K.T., Lightner M.J., Patterson G.A., Yu K.M.* // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56. P. 2022.
- [12] *Toyoshima H., Niwa T., Yamazaki J., Okamoto A.* // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75. P. 3908.
- [13] *Chao K.J., Liu N., Shin C.K.* // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. P. 1703.

- [14] *Галиев Г.Б., Васильевский И.С., Климов Е.А., Моке-ров В.Г.* // МЭ. 2006. Т. 35 (2). С. 67.
- [15] *Leuthery A., Forstery A., Lethy H.* et al. // Semicond. Sci. Technol. 2000. Vol. 11. P. 766.
- [16] *Deng X., Liu W., Lin M.E., Zhang J.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 2001. Vol. 19. P. 1558.
- [17] *Афанасьев А.М., Имамов Р.М.* // Кристаллография. 2003. Т. 48 (5). С. 786.
- [18] *Chen T.N., Huang Y.S., Shou T.S.* et al. // Physica E. B. 2000. P. 297.
- [19] *Unuma T., Takahashi T., Noda T.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1995. Vol. 75. P. 1703.