

Электрофизические и структурные свойства двусторонне δ -легированных PHEMT-гетероструктур на основе AlGaAs/InGaAs/AlGaAs

© И.С. Васильевский[¶], Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, В.Г. Мокеров,
С.С. Широков, Р.М. Имамов*, И.А. Субботин*

Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук,
117105 Москва, Россия

* Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова Российской академии наук,
119333 Москва, Россия

(Получена 17 сентября 2007 г. Принята к печати 17 декабря 2007 г.)

Проведена оптимизация используемой для создания мощных транзисторов двусторонне δ -легированной кремнием псевдоморфной гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/AlGaAs для получения высокой концентрации n_s и подвижности двумерного электронного газа в квантовой яме ($n_s \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$). На выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии образцах с различным уровнем легирования проведены исследования электрофизических и структурных характеристик. Показано, как при увеличении легирования изменяется подвижность и концентрация электронов при последовательном заполнении подзон размерного квантования. Для анализа распределения электронов в подзонах гетероструктуры исследовались осцилляции Шубникова-де-Гааза при температуре жидкого гелия. Качество слоев гетероструктур оценено с помощью рентгенодифракционных измерений. Данные спектроскопии фотолюминесценции хорошо согласуются с расчетами зонной структуры.

PACS: 73.50.Jt, 73.61.Ey, 73.63.Hs, 78.67.De, 73.43.Qt, 61.10.Nz

1. Введение

Псевдоморфные PHEMT-структуры (*Pseudomorphic High Electron Mobility Transistor*) на основе квантовой ямы (КЯ) AlGaAs/InGaAs/GaAs в последние 15 лет прочно занимают ведущее положение в области сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники [1–3]. Хотя такие структуры несколько уступают по величинам подвижности μ_e и диапазону концентрации двумерного электронного газа n_s структурам, полученным на подложках фосфида индия InP, но благодаря отработанной технологии и более низким ценам подложек GaAs по сравнению с подложками InP в настоящее время они являются наиболее распространенными.

Важнейшие параметры СВЧ транзисторов, такие как предельная частота усиления, крутизна, плотность тока, пробивные напряжения, шумовые характеристики и т.д., зависят как от параметров PHEMT-структуры, так и от топологии прибора и выбранного технологического маршрута его изготовления, где основную роль играет процесс формирования затвора, его размеры, параметры затворного рецесса, конструкции контактного слоя [3,4]. Однако именно оптимальная конструкция и высокое качество гетероструктуры, определяющие основные электрофизические характеристики PHEMT-структуры — подвижность μ_e и концентрацию n_s двумерного электронного газа в канале InGaAs, при выбранном технологическом маршруте изготовления транзисторов позволяют получить наилучшие характеристики СВЧ приборов. Поэтому, наряду с оптимизацией технологии изготовления транзистора, оптимизация конструк-

ции PHEMT-гетероструктуры и условий выращивания отдельных слоев является актуальной задачей и влечет за собой фундаментальные исследования электронных транспортных свойств.

Согласно литературным данным, значения μ_e и n_s для PHEMT-структур с односторонним и двусторонним легированием изменяются в довольно широком диапазоне [2–8]. Для создания мощных СВЧ транзисторов необходимы гетероструктуры с высокой концентрацией электронов $n_s \approx 2.5\text{--}3.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при сохранении достаточно высокой подвижности. Обычно в подобных структурах холловская концентрация электронов составляет $n_s = 1.5\text{--}3.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, а подвижность электронов $\mu_e = 3000\text{--}7000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 300 \text{ К}$ [1–8]. Эти изменения могут быть связаны как выбором параметров PHEMT-структуры, так и условиями роста соответствующих слоев структуры. Как известно, оптимальные температуры роста T_g эпитаксиальных слоев AlGaAs, InGaAs и GaAs отличаются друг от друга более чем на 100°C . К улучшению электрофизических параметров PHEMT-структур приводит также использование дополнительных технологических приемов. К таким приемам можно отнести введение субслоев в базовую PHEMT-структуру, применение прерывания роста на гетерограницах, а также изменение температуры подложки при выращивании разных слоев и т.д. [9–13]. В работе [14] применено двойное δ -легирование с каждой стороны квантовой ямы (четыре δ -слоя) и получена рекордно высокая концентрация электронов $n_s \approx 7.0\text{--}8.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, однако подвижность электронов оказалась относительно невысокой, $\mu_e \approx 3000\text{--}4000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. При таких концентрациях

[¶] E-mail: ivasilevskii@mail.ru

электронов в структуре заполнены несколько подзон размерного квантования, возникает сложное распределение электронной плотности и увеличивается рассеяние электронов.

Цель данной работы — теоретический анализ и выбор оптимальной конструкции базовой РНЕМТ-структуры с высокой концентрацией и подвижностью электронов и экспериментальное исследование электронных, транспортных и структурных свойств таких гетероструктур при изменении концентрации легирования кремнием.

2. Теоретический анализ и оптимизация РНЕМТ-структуры

При изготовлении транзисторов используются РНЕМТ-структуры с верхним легированным кремнием контактным слоем n^+ -GaAs, предназначенным для уменьшения контактного сопротивления стока и истока. В подзатворной области данный слой удаляется, поэтому условиям электронного транспорта в канале транзистора соответствует структура, в которой такой слой отсутствует. При оптимизации РНЕМТ нами исследовались холловские структуры, которые отличались от транзисторных структур только отсутствием верхнего легированного слоя n^+ -GaAs. Вместо него выращен защитный нелегированный слой GaAs необходимой толщины. В ряде работ используется слабо легированный защитный слой n^+ -GaAs с концентрацией кремния $N_d \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При этом концентрация электронов в канале и их подвижность оказываются выше (как, например, в работе [7]), чем в случае нелегированного защитного слоя GaAs, так как легирование защитного слоя заполняет поверхностные состояния и дополнительно экранирует флуктуации потенциала. Таким образом, электрофизические параметры, полученные для холловской РНЕМТ-структуры с нелегированным защитным слоем GaAs, дают более жесткую оценку условий электронного транспорта в канале транзисторной структуры.

Для теоретического анализа и оптимизации конструкции РНЕМТ-структур для мощных СВЧ транзисторов выбрана гетероструктура, схематически представленная на рис. 1. Толщина спейсерных слоев выбрана такой же, как и в оптимизированной односторонне легированной РНЕМТ-структуре (5 нм) [13]. Увеличение концентрации доноров в верхнем δ -слое не позволяет получить одновременно высокую концентрацию и подвижность электронов, так как возникает параллельная проводимость по легированному слою, ухудшающая управляемость транзистора на основе такой гетероструктуры и его шумовые характеристики. Также в сильно легированной структуре с односторонним δ -легированием центроид двумерного электронного газа в квантовой яме смещен к гетерогранице, ближней к легированному слою, поэтому профиль потенциала квантовой ямы сильно асимметричен. Для увеличения концентрации электронов в структуру вводится нижний δ -легированный кремнием

7 nm	i -GaAs
33 nm	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
	$\delta_2 \text{Si} (N_{d2})$
5 nm	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (spacer)
11 nm	$\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$
5 nm	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (spacer)
	$\delta_1 \text{Si} (N_{d1})$
40 nm	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
120 nm	CP2 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$
0.45 nm	GaAs (buffer 2)
25 nm	CP1 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$
50 nm	GaAs (buffer 1)
	(100) GaAs substrate

Рис. 1. Структура исследуемых образцов с квантовой ямой $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

слоем. Присутствие ионизированных доноров в нижнем δ -слое приводит к понижению электростатического потенциала и к более симметричной форме квантовой ямы. Таким образом, РНЕМТ-структура для создания мощных транзисторов должна удовлетворять двум основным требованиям. Во-первых, она должна иметь достаточно высокую концентрацию электронов в канале $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ ($n_s \approx 2.5\text{--}3.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$). Во-вторых, в подзатворной области в легированном широкозонном слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ должна отсутствовать параллельная проводимость, в том числе при подаче на затвор небольшого положительного напряжения смещения. В зависимости от требуемых параметров транзисторов (начальный ток стока, крутизна) толщина контактного слоя, толщина барьерного слоя и его состав могут варьироваться. В слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ значение x обычно выбирают от 0.20 до 0.25, как компромисс между увеличением высоты ограничивающего КЯ потенциального барьера и возникновением в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ DX-центров, захватывающих электроны [15].

В псевдоморфном канале $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ возникают деформации сжатия, поэтому для получения бездефектного слоя $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ его толщина не должна превышать критического значения, зависящего от мольной доли In. В практически значимом для системы $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$ диапазоне $0.1 < y < 0.3$ аппроксимация зависимости Мэттьюса–Блексли [16] дает $d_{cr}(\text{нм}) \approx -3.6 + 3.66/y$. В квантовой яме $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ увеличение y приводит к увеличению глубины, это также влечет уменьшение ширины канала L при условии $L < d_{cr}$. В слишком узкой квантовой яме ухудшает-

ся локализация электронов, поскольку энергия подзон возрастает с уменьшением L и возрастает рассеяние электронов на шероховатостях гетерограниц. В широкой квантовой яме из-за большой концентрации электронов возникает сильный изгиб дна, который формирует потенциальный барьер и разделяет канал на две узкие связанные квантовые ямы.

Для оптимизации конструкции гетероструктуры с помощью решения самосогласованной системы уравнений Шредингера и Пуассона были рассчитаны и проанализированы профили зоны проводимости и распределение электронной плотности в РНЕМТ-структурах при изменении параметров гетероструктуры [12,13]: концентрации донорной примеси кремния в нижнем N_{d1} и верхнем N_{d2} δ -слоях, а также толщины квантовой ямы L . Толщина спейсерного слоя выбрана равной $d_s = 5$ нм. Эффективное уширение δ -слоя оценивалось в 3 нм. Мольные доли компонент в тройных соединениях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ равнялись $x = 0.22$ и $y = 0.18$. В расчетах использованы следующие значения: эффективная масса электрона в GaAs $m^* = 0.0667m_0$, в $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ $m^* = 0.060m_0$, в $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ $m^* = 0.087m_0$. Разрывы зоны проводимости относительно GaAs приняты равными $\Delta E_C = -0.12$ эВ для $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$ и $\Delta E_C = +0.20$ эВ для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Значение потенциала на поверхности GaAs $\phi_s = 0.7$ эВ.

В результате расчета 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 $n(z)$.

Распределение концентрации доноров между верхним и нижним δ -слоями отличается в различных работах и варьируется от $N_{d2}/N_{d1} = 1.5$ до 5 [1–3,6–8]. Зонная диаграмма гетероструктуры асимметрична из-за высокого поверхностного потенциала, поэтому легирование верхнего, ближнего к поверхности, δ -слоя должно быть сильнее. Соотношение N_{d2}/N_{d1} необходимое для получения симметричного профиля квантовой ямы, зависит от толщины верхнего (барьерного) слоя AlGaAs: чем толще слой, тем дальше расположена КЯ от поверхности, тем меньше может быть величина N_{d2}/N_{d1} . Однако при выращивании слоев структуры существует сегрегация примесей в направлении роста, и введение большого количества кремния в нижний δ -слой вызвало бы нежелательное увеличение концентрации фоновой примеси кремния в канале $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Поэтому расчеты проводились для соотношений концентрации легирования в верхнем и нижнем δ -слоях $N_{d2}/N_{d1} = 4:1$ и $3:1$. Расчеты показали, что отличие зонной структуры в этих двух вариантах оказывается незначительным и касается только верхних, слабо заполненных электронами подзон размерного квантования. Так, для типичной ширины КЯ $L = 11$ нм энергия подзоны с номером 0 не изменяется, а отличие положений уровней энергии подзон для вариантов $N_{d2}/N_{d1} = 4:1$ и $3:1$ составляет

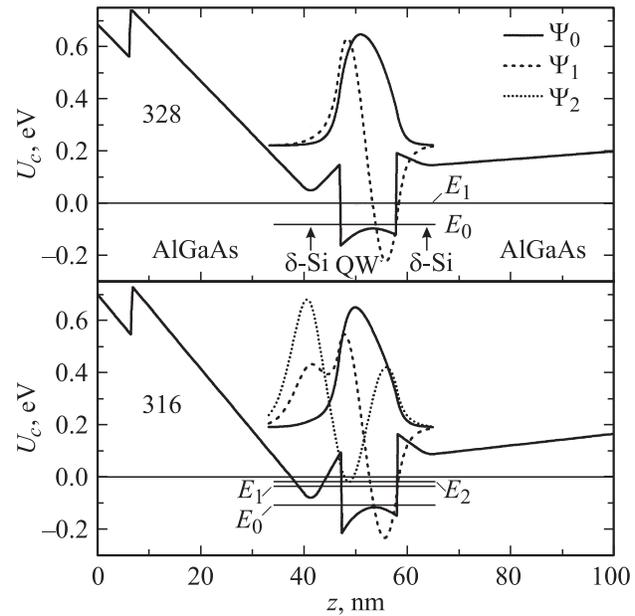


Рис. 2. Профиль зоны проводимости $U_c(z)$, уровни размерного квантования E_i и волновые функции электронов i -й подзоны для умеренно легированного образца (328) и сильнолегированного образца (316). Нуль энергии отсчитывается от уровня Ферми.

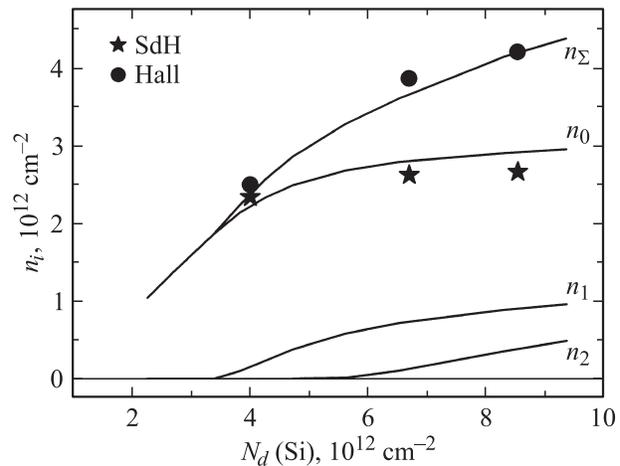


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов n_i в подзонах размерного квантования и полной концентрации электронов n_Σ от суммарной концентрации донорной примеси кремния в δ -слоях N_d . Экспериментальные точки: холловская концентрация электронов (круги) и определенная по эффекту Шубникова-де-Гааза (звезды).

порядка ~ 3 и ~ 20 мэВ для подзон с номерами 1 и 2 соответственно. Для роста образцов было выбрано соотношение легирования верхнего и нижнего δ -слоев $N_{d2}/N_{d1} = 4:1$ с наименьшей концентрацией доноров в нижнем δ -слое.

На рис. 2 приведены профили зоны проводимости, уровни энергии подзон размерного квантования и волновые функции электронов для умеренного

Подвижность μ_e и концентрация n_s электронов в образцах при различной концентрации кремния в δ -легированных слоях (N_{d1} и N_{d2}); соотношение $N_{d1}/N_{d2} = 4 : 1$

№ образца	$N_{d1} + N_{d2}$ (Si), 10^{12} см^{-2}	$T = 300 \text{ K}$		$T = 77 \text{ K}$		$T = 4.2 \text{ K}$		
		n_s , 10^{12} см^{-2}	μ_e , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	n_s , 10^{12} см^{-2}	μ_e , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	n_s , 10^{12} см^{-2}	n_{sdH} , 10^{12} см^{-2}	μ_e , $(\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с})$
316	8.3	3.4	5870	3.6	12700	4.2	2.66	12900
320	6.5	3.0	6860	3.1	16800	3.9	2.62	18400
328	3.8	2.2	7500	2.4	21000	2.4	2.34	23600

($N_d = 3.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) и сильного ($N_d = 8.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) легирования. Расчетные концентрации электронов в подзонах гетероструктуры в зависимости от суммарной концентрации кремния $N_d = N_{d2} + N_{d1}$ в δ -слоях показаны линиями на рис. 3. Расчет показывает, что в квантовой яме шириной $L = 11 \text{ нм}$ образуется две подзоны размерного квантования. При суммарной концентрации электронов в гетероструктуре вплоть до $n_{\Sigma} \leq 2.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ все они заполняют нижнюю подзону размерного квантования в КЯ. При увеличении легирования до $N_d \geq 3.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ начинает заполняться вторая подзона с волновой функцией (ВФ) электронов, хорошо локализованной в КЯ (ВФ Ψ_1 и уровень энергии E_1 на рис. 2). Далее с ростом легирования δ -слой образует достаточно глубокую V-образную потенциальную яму, часть которой опускается ниже уровня Ферми и в ней подзоны заполняются электронами. Таким образом, в сильно легированной структуре при $N_d \geq 6.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ оказываются заполненными три подзоны размерного квантования, из которых две нижние по-прежнему соответствуют состояниям в квантовой яме, а верхняя — гибриднему состоянию „квантовая яма + δ -слой“. Волновая функция верхней подзоны E_2 расположены как в КЯ, так и в δ -слое, т.е. имеет гибридный характер (ВФ Ψ_2 на рис. 2). Эта ситуация соответствует появлению параллельной проводимости. Из рис. 3 видно, что с увеличением легирования при заполнении гибридной подзоны возрастание концентрации электронов n_0 в нижней подзоне КЯ замедляется за счет заполнения верхних подзон.

3. Образцы и методы исследований

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на установке ЦНА-24 (Россия) на подложках полупроводящего GaAs (100). Образцы отличались друг от друга суммарной концентрацией доноров $N_d = N_{d2} + N_{d1}$ при сохранении соотношения концентрации легирования верхнего и нижнего δ -слоев $N_{d2}/N_{d1} = 4 : 1$. Структура образцов соответствовала теоретически оптимизированной гетероструктуре (рис. 1) с шириной квантовой ямы $L = 11 \text{ нм}$ и толщиной спейсера $d_s = 5 \text{ нм}$. Исходя из теоретического анализа для изготовления образцов были

выбраны три концентрации легирования N_d , соответствующие заполнению одной, двух и трех подзон размерного квантования в гетероструктуре (см. таблицу). Температура роста для слоя InGaAs составляла 500°C для образцов 316 и 320 и 490°C для образца 328. При этом температура роста слоев AlGaAs была 600°C для всех выращенных образцов.

В структуру с двусторонним легированием для мощных СВЧ транзисторов были введены также две сверхрешетки (CP1 и CP2) AlGaAs/GaAs. Сверхрешетка CP1 введена с целью подавления возможной сегрегации ненамеренных примесей с подложки в буферный слой GaAs (буфер 2), а также для уменьшения дефектов кристаллической структуры растущего слоя. Назначение сверхрешетки CP2 заключается в следующем. В двусторонне легированной РНЕМТ-структуре барьерный слой AlGaAs, ограничивающий канал снизу, должен иметь достаточную толщину (200–300 нм) для создания непроницаемого для электронов потенциального барьера и предотвращения перетекания электронов в буфер GaAs при закрывании транзистора. Одновременно барьерный слой AlGaAs должен иметь хорошее кристаллическое качество, поскольку на нем выращивается канал InGaAs, структурное совершенство которого наиболее важно для получения хороших характеристик электронного транспорта. Для сохранения хорошего качества нижнего барьерного слоя в РНЕМТ-структуре компромиссом является выращивание не сплошного слоя AlGaAs, а сверхрешетки AlGaAs/GaAs.

Концентрация и подвижность двумерного электронного газа получены из измерений эффекта Холла и сопротивления при температурах 300, 77 и 4.2 К. При температуре 4.2 К в магнитных полях до 6 Тл исследовались магнетосопротивление и осцилляции Шубникова–де-Гааза в установке со сверхпроводящим соленоидом, охлаждаемым жидким гелием. Измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) проводились при $T = 77 \text{ K}$ в диапазоне энергии фотонов 1.25–1.55 эВ с использованием полупроводникового лазера с длиной волны 532 нм и плотностью излучения до 100 Вт/см^2 .

Исследование структурных характеристик слоев образцов проводилось методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии. Измерения проводились на трехкристальном рентгеновском спектрометре. Кривые дифракционного отражения (КДО) (004) от образцов

регистрировались в режиме $\theta/2\theta$ -сканирования с установленной перед детектором узкой щелью для уменьшения вклада в регистрируемый сигнал диффузной составляющей. Источником излучения служила рентгеновская трубка с медным анодом мощностью 1 кВт. Рентгеновский пучок формировался плоским монохроматором Ge (004). Измерения проводились в пошаговом режиме при заданной статистике сигнала [17].

4. Результаты и их обсуждение

В таблице представлены значения подвижности μ_e и концентрации n_s двумерного электронного газа в исследуемых образцах, полученные из измерений эффекта Холла при температуре $T = 300, 77$ и 4.2 К в зависимости от суммарной концентрации легирования N_d . При увеличении уровня легирования холловская концентрация электронов возрастает. На рис. 3 кружками нанесены экспериментальные значения холловской концентрации электронов, которые близки к расчетной суммарной концентрации электронов n_Σ для соответствующего N_d . Несмотря на увеличение концентрации электронов, холловская подвижность уменьшается, так что проводимость увеличивается слабо, не более чем на 15% при увеличении концентрации электронов на 50%. Сопоставление с расчетными зависимостями на рис. 3 показывает, что в сильно легированном образце 40% полной концентрации электронов приходится на верхние гибридные подзоны (E_1 и E_2 с ВФ Ψ_1 и Ψ_2). Поскольку волновые функции Ψ_1 и Ψ_2 проникают в область легирования, то вследствие рассеяния на ионизированных примесях электроны верхних подзон имеют невысокую подвижность. Концентрация электронов в основной подзоне возрастает слабо при увеличении легирования, и в основном концентрация добавляется в подзоны с номерами 1 и 2. Для получения необходимой концентрации электронов в РНЕМТ-гетероструктуре, пользуясь зависимостями на рис. 3, можно определить уровень легирования кремнием N_d и затем необходимое время формирования δ -слоя кремния.

Для исследования заполнения подзон гетероструктуры электронами исследовались магнетосопротивление и осцилляции Шубникова–де-Гааза (ШдГ). Для образцов с сильным и умеренным легированием данные приведены на рис. 4. Видно, что характер монотонной составляющей магнетосопротивления $\rho_{xx}(B)$ различен: в образце 328 с умеренным легированием $\rho_{xx}(B)$ отрицательное, характерное для двумерных систем с одной заполненной подзоной размерного квантования. В сильно легированном образце 316 $\rho_{xx}(B)$ положительно и квадратично в слабом магнитном поле, что свидетельствует о нескольких заполненных подзонах размерного квантования. Для всех образцов наблюдались осцилляции ШдГ, и с помощью фурье-преобразования была найдена частота осцилляций и соответствующая ей концентрация электронов n_{SDH} в подзоне с высокой подвижностью.

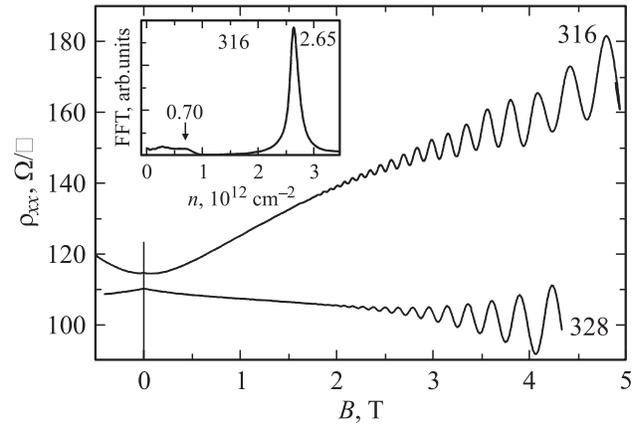


Рис. 4. Магнетосопротивление и осцилляции Шубникова–де-Гааза при температуре $T = 4.2$ К для образцов с умеренным (образец 328) и сильным легированием (образец 316). На вставке приведен Фурье-спектр осцилляций образца 316.

Значения n_{SDH} приведены в таблице и отмечены звездами на рис. 3. Концентрация n_{SDH} хорошо согласуется с расчетными значениями концентрации электронов n_0 в нижней подзоне КЯ. С увеличением легирования разность между холловской концентрацией и n_0 возрастает за счет заполнения верхних подзон размерного квантования. Это обусловлено тем, что при увеличении концентрации электронов в КЯ растет изгиб дна КЯ и образуется барьер параболической формы, уменьшающий эффективную глубину КЯ. Поскольку волновая функция основной подзоны Ψ_0 имеет максимум вблизи центра КЯ, увеличение кривизны дна КЯ влечет повышение уровня энергии подзоны E_0 , тогда как положение уровней энергии верхних подзон E_0 и E_1 изменяется незначительно.

В образце 316 в полях $B > 3$ Тл наблюдаются биекции огибающей осцилляций из-за появления более низкой частоты осцилляций — вклада в эффект ШдГ от верхней подзоны с меньшей концентрацией электронов. На фурье-спектре, приведенном на вставке к рис. 4, виден размытый пик в области концентраций $n_s < 1.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, однако он плохо разрешен из-за малой амплитуды осцилляций с низкой частотой. Это означает, что верхняя заполненная подзона имеет низкую подвижность электронов.

В целом, при увеличении легирования, подвижность электронов уменьшается как за счет заполнения верхних подзон с гибридной волновой функцией, так и за счет увеличения фоновой концентрации доноров кремния в области КЯ. Последнее возможно благодаря сегрегации либо диффузии части кремния из δ -слоев.

При высоких температурах заполнение электронами нескольких подзон с различной подвижностью вызывает отличие холловской концентрации от суммарной концентрации электронов в подзонах. Подзоны, лежащие ниже уровня Ферми, являются вырожденными, и концентрация электронов в них слабо изменяется с

температурой. Однако для вышележащих подзон с номерами 1 и 2 при повышении температуры увеличивается заполнение верхней подзоны. Поскольку волновая функция для нее гибридна, возникает рассеяние электронов на ионизированной примеси и подвижность электронов невысокая. При усреднении в холловскую подвижность наибольший вклад вносит концентрация электронов в нижней подзоне с высокой подвижностью, тогда как в проводимости участвуют также и верхние подзоны с невысокой подвижностью электронов. Это приводит к тому, что с увеличением холловской концентрации электронов в структуре усиливается и температурная зависимость холловской концентрации (см. таблицу).

На рис. 5 представлены спектры ФЛ исследуемых образцов, измеренные при $T = 77$ К, в которых наблюдаются две полосы люминесценции. Первая, с длиной волны 822 нм ($E = 1.51$ эВ) соответствует переходам в слое GaAs. Вторая, с энергией 1.3–1.4 эВ соответствует переходам в квантовой яме AlGaAs/InGaAs/AlGaAs. Максимум второй полосы находится в области энергий 1.30–1.31 эВ. В высокоэнергетичной части данной полосы наблюдаются затянутые склоны, имеющие особенности около энергии 1.37–1.40 эВ. Такой спектр хорошо согласуется с литературными данными [18,19] с учетом того, что в [18] мольная доля In в канале $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ составляла 0.22 в отличие от наших образцов, где $y = 0.18$. Поэтому в [18] максимум основной полосы ФЛ при $T = 100$ К (т.е. близкой к нашей) расположен на длине волны $\lambda = 984$ нм ($\hbar\omega \approx 1.26$ эВ), т.е. при более низких энергиях. А в работе [19], где мольная доля In в канале составляет 0.16 и ширина канала 150 Å, основная полоса в спектре ФЛ расположена при $\hbar\omega \approx 1.32$ эВ. Для наших образцов при ширине канала ~ 110 Å и мольной доле $y = 0.18$ основная полоса находится между значениями 1.26 и 1.32 эВ и очень хорошо согласуется с данными [18,19].

Отсутствие сдвига основного максимума в спектрах ФЛ ($\hbar\omega \approx 1.30$ эВ) от образца к образцу также свидетельствует о том, что в исследованных образцах толщина и состав КЯ практически не изменялись. В противном случае изменилось бы положение подзон размерного квантования электронов и дырок, а это в свою очередь привело бы к изменению энергии оптических переходов.

При уменьшении уровня легирования от $8.3 \cdot 10^{12}$ до $3.8 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ наблюдается увеличение интенсивности люминесценции в области $\hbar\omega \approx 1.37$ –1.4 эВ. В спектрах ФЛ энергия $\hbar\omega \approx 1.30$ эВ соответствует переходам из первой подзоны тяжелых дырок в первую электронную подзону ($e1$ – $hh1$); особенности в области энергии $\hbar\omega \approx 1.37$ –1.40 эВ соответствуют переходам из первой подзоны тяжелых дырок во вторую электронную подзону ($e2$ – $hh1$). Наблюдаемое положение особенностей согласуется с расчетами зонной структуры. Разность расчетных энергий основной и первой электронных подзон составляет $\Delta E_{01} = 78, 75$ и 72 мэВ для образцов 328, 320 и 316 соответственно. Уменьшение разности энергий между подзонами происходит из-за

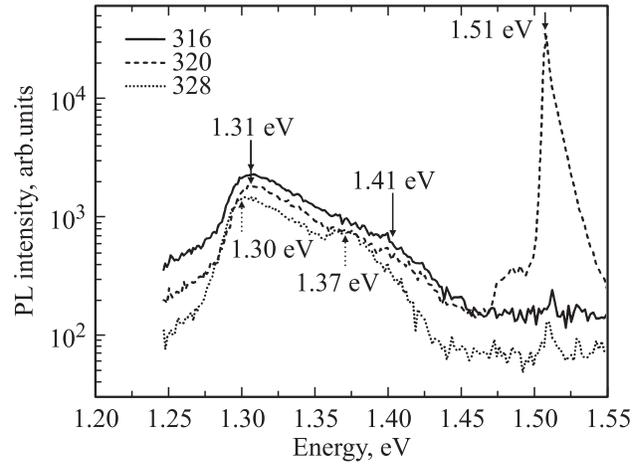


Рис. 5. Спектры фотолюминесценции образцов 316, 320 и 328 с различным уровнем легирования. Температура $T = 77$ К.

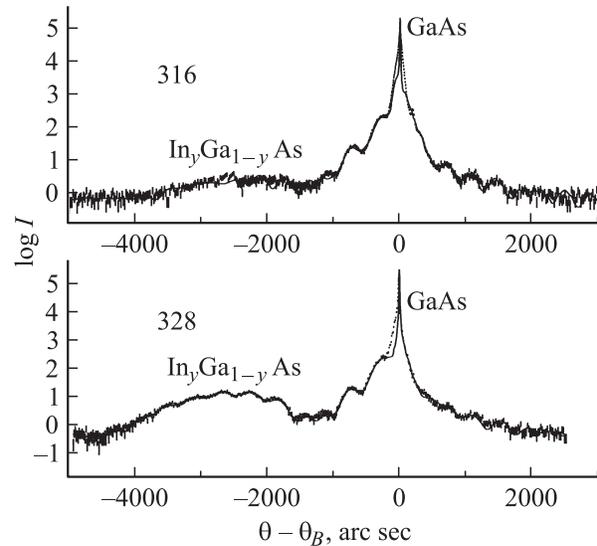


Рис. 6. Кривые дифракционного отражения (004) от образцов 316 и 328. Сплошная линия — расчетные кривые, вертикальные штрихи — экспериментальные данные с учетом статистических ошибок.

понижения энергии первого возбужденного состояния (подзоны с номером 1) с увеличением уровня легирования. Действительно, для гибридной волновой функции Ψ_1 , проникающей при сильном легировании в области V-образного потенциала δ -слоя, эффективная ширина квантовой ямы увеличивается по сравнению со случаем умеренного легирования, когда Ψ_1 хорошо локализована в КЯ AlGaAs/InGaAs/AlGaAs (рис. 2). Можно предположить, что линии от переходов $e2$ – $hh1$ плохо разрешаются из-за значительного размытия, поскольку электроны первой возбужденной подзоны имеют более низкую подвижность. В образце с умеренным легированием Ψ_1 негибридна и подвижность электронов выше, поэтому линия с энергией $\hbar\omega \approx 1.37$ эВ наиболее выражена.

Рассмотрим данные по рентгеновской дифрактометрии. Экспериментальные КДО от образцов 316 и 328 показаны на рис. 6 вертикальными штрихами с учетом статистических ошибок, а сплошными линиями показаны расчетные КДО. Видно, что на „хвостах“ КДО от всех образцов наблюдаются характерные осцилляции. В случае наличия тонких слоев на поверхности монокристаллической подложки по периоду осцилляций легко определяется толщина слоя, а дополнительный брэгговский максимум на кривых связан с наличием слоя с отличающимся от подложки параметром кристаллической решетки $\Delta a = -a_0 \Delta \theta_c \operatorname{ctg}(\theta_B)$, в данном случае — это псевдоморфный слой $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Осцилляции с малым периодом указывают на наличие слоя (или нескольких слоев) с суммарной толщиной $L_c = \lambda / (2\Delta\theta \cos \theta_B) \approx 89$ нм, где λ — длина волны рентгеновского излучения, $\Delta\theta$ — период осцилляций, θ_B — точный угол Брэгга, что качественно соответствует суммарной толщине верхних эпитаксиальных слоев после сверхрешетки CP2 (рис. 1).

С целью извлечения конкретной информации о толщине, деформации и степени кристалличности (аморфизации) были проведены расчеты с использованием формул динамической теории дифракции путем минимизации функционала χ^2 [20], записанного в виде

$$\chi^2 = \frac{1}{N - N_p} \sum_{i=1}^N \frac{(I_i^{\text{exp}} - I_i^{\text{th}})^2}{\sigma_i^2}, \quad (1)$$

где N — число точек на КДО, N_p — число искоемых параметров модели (изменение межплоскостного расстояния, толщины слоев и степень их кристалличности), I_i^{exp} и I_i^{th} — измеряемая и рассчитанная интенсивности отраженной волны соответственно, σ_i — статистическая ошибка измерений, определяемая общим счетом на детекторе в соответствии с законом Пуассона. Величина χ^2 , определяемая формулой (1), используется в статистическом анализе не только как минимизируемый функционал в методе оценки параметров модели, но и как статистика, позволяющая установить качество подгонки или выбрать наиболее оптимальную модель, если имеется несколько вариантов описания спектра.

В качестве начального приближения была использована модель структур с параметрами, заложенными по технологии роста. При этом предполагалось, что слои являются однородными по толщине с абсолютно резкими границами. Для модели структур с технологическими параметрами были получены значения $\chi^2 = 37-65$, что свидетельствует о невысоком качестве выбранной модели. Поэтому на следующем этапе данная модель была оптимизирована путем уточнения ее параметров и введения дополнительных субслоев, обусловленных размытием гетерограниц.

Для определения реальных параметров полученных гетерокомпозиций была проведена подгонка теоретических кривых к экспериментальным КДО. Варьировались следующие параметры: толщина слоев l_j , компоненты

относительного изменения параметра кристаллической решетки вдоль нормали к поверхности $\Delta a_{\perp}/a$, а также факторы Дебая–Валлера f_j ($0 \leq f_j \leq 1$), характеризующие степень разупорядочения и структурного совершенства выращенных слоев. В результате подгонки были определены реальные структурные параметры выращенных образцов. Полученные значения $\chi^2 = 2-3$ свидетельствуют о достоверности выбранной модели. Результат анализа представлен на рис. 6. Видно хорошее совпадение теоретических и экспериментальных КДО.

5. Заключение

Псевдоморфные ПНЕМТ-гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/AlGaAs с двусторонними δ -легированными кремнием слоями оптимизированы с помощью расчетов зонной структуры. На основе результатов расчетов методом МЛЭ были выращены ПНЕМТ-структуры с различным уровнем легирования и на них исследован электронный транспорт, магнетотранспорт при низких температурах, фотолуминесценция и рентгеновская дифракция. Выявлено, что при увеличении уровня легирования кремнием подвижность электронов уменьшается, что связано как с заполнением верхних подзон гетероструктуры электронами, имеющими низкую подвижность, так и с увеличением рассеяния на фоновой ионизированной примеси кремния в квантовой яме. Спектры фотолуминесценции показывают переходы в квантовой яме на первый и второй электронные уровни, энергия переходов хорошо согласуется с расчетами зонной структуры. Структурное совершенство слоев ПНЕМТ-структур оценено с помощью рентгенодифракционных измерений.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-17585-а и 05-02-17029-а) и программы президиума РАН „Квантовые наноструктуры“.

Список литературы

- [1] C. Gaquiere, J. Grünenütt, D. Jambon, E. Dolos, D. Ducatteau, M. Werquin, D. Treron, P. Fellon. IEEE Electron. Dev. Lett., **26** (8), 533 (2005).
- [2] M.V. Baeta Moreira, M.A. Py, M. Gailhanou, M. Ilegems. J. Vac. Sci. Technol. B, **10**, 103 (1992).
- [3] C.S. Wu, F. Ren, S.J. Pearton, M. Hu, C.K. Pao, R.F. Wang. IEEE Trans. Electron. Dev., **42**, 1419 (1995).
- [4] X. Cao, Y. Zeng, M. Kong, L. Pan, B. Wang, Zh. Zhu. Sol. St. Electron., **45**, 751 (2001).
- [5] X. Cao, Y. Zheng, M. Kong, L. Pan, B. Wang, Zh. Zhu, X. Wang, Y. Chang, J. Chu. J. Cryst. Growth, **231**, 520 (2001).
- [6] C.S. Wu, C.K. Pao, W. Yau, H. Kanber, M. Hu, S.X. Bar, A. Kurdoghlian, Z. Bardai, D. Bosch, C. Seashore, M. Gawronski. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniq., **43**, 257 (1995).
- [7] W.E. Hoke, P.S. Lyman, W.H. Labossier, S.K. Brierley, H.T. Hendriks, S.R. Shanfield, L.M. Aucoin, T.E. Kazior. J. Vac. Sci. Technol. B, **10**, 1066 (1992).

- [8] G.L. Zhou, W. Liu, M.E. Lin. J. Cryst. Growth, **227-228**, 218 (2001).
- [9] K.T. Chan, M.J. Lighthner, G.A. Patterson, K.M. Yu. Appl. Phys. Lett., **56**, 2022 (1990).
- [10] H. Toyoshima, T. Niwa, J. Yamazaki, A. Okamoto. J. Appl. Phys., **75**, 3908 (1994).
- [11] K.J. Chao, N. Liu, C.K. Shin. Appl. Phys. Lett., **75**, 1703 (1999).
- [12] Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, В.Г. Мокеров. Микроэлектроника, **35** (2), 67 (2006).
- [13] Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, В.Г. Мокеров, А.А. Черечукин. ФТП, **40** (12), 1479 (2006).
- [14] H.M. Sheih, W.C. Hsu, C.L. Wu. Appl. Phys. Lett., **63**, 509 (1993).
- [15] A. Leuthery, A. Forstery, H. Lethy, H. Holzbrecherz, U. Breuer. Semicond. Sci. Technol., **11**, 766 (2000).
- [16] S.C. Jainyz, M. Willander, H. Maes. Semicond. Sci. Technol., **11**, 641 (1996).
- [17] А.М. Афанасьев, Р.М. Имамов. Кристаллография, **48** (5), 786 (2003).
- [18] P.W. Yu, B. Jogai, T.J. Rogers, P.A. Martin, J.M. Ballingall. J. Appl. Phys., **76**, 7535 (1994).
- [19] S.K. Brierley. J. Appl. Phys., **74**, 2760 (1993).
- [20] С.Н. Якунин, Э.М. Пашаев, А.А. Зайцев. Микроэлектроника, **34** (4), 1 (2005).

Редактор Л.В. Беляков

Electrophysical and structural properties of double delta-doped AlGaAs/InGaAs/AlGaAs PHEMT heterostructures

I.S. Vasil'evskii, G.B. Galiev, E.A. Klimov, V.G. Mokerov, S.S. Shirokov, R.M. Imamov, I.A. Subbotin**

Institute of UHF Semiconductor Electronics,
Russian Academy of Science,
117105 Moscow, Russia

* A.V. Shubnikov Institute of Crystallography,
Russian Academy of Science,
119333 Moscow, Russia

Abstract Double side delta-doped AlGaAs/InGaAs/AlGaAs PHEMT heterostructure for power transistors has been optimized in order to achieve both high two-dimensional electron gas density ($n_s \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) and the mobility in quantum well. Electrophysical and structural characteristics are investigated on the samples grown by MBE with the different doping level. Electron mobility and concentration dependencies on the doping level are analysed in the samples with the different number of filled subbands. Shubnikov-de Haas effect at liquid helium temperature is used to obtain the electron distribution in the subbands of the heterostructures. The quality of the heterostructure layers is estimated by X-ray diffraction. Photoluminescence spectra show good agreement with the subband structure calculations.