

## Подвижность и эффективная масса электронов в составных квантовых ямах InGaAs с нановставками InAs и GaAs

© Д.С. Пономарев<sup>¶</sup>, И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев\*, Е.А. Климов\*,  
Р.А. Хабибуллин, В.А. Кульбачинский<sup>+</sup>, Н.А. Юзеева<sup>+</sup>

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,  
115409 Москва, Россия

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

<sup>+</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119991 Москва, Россия

(Получена 22 сентября 2011 г. Принята к печати 3 октября 2011 г.)

Теоретически и экспериментально изучены зонная структура и электрофизические свойства гетероструктур InAlAs/InGaAs/InAlAs/InP с составной квантовой ямой InGaAs с нановставками InAs и GaAs. С помощью эффекта Шубникова–де-Гааза измерены и рассчитаны значения эффективной циклотронной массы  $m_c^*$  с учетом непараболичности энергетического спектра электронов. Предложен и апробирован подход к оценке эффективной массы, основанный на весовом усреднении  $m_c^*$  в составляющих сложную квантовую яму материалах. Впервые предложенная гетероструктура с двумя симметрично расположенными в квантовых ямах нановставками InAs позволяет уменьшить  $m_c^*$  на 26% по сравнению с решеточно-согласованной квантовой ямой In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As.

### 1. Введение

Одной из наиболее важных проблем современной сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники является оптимизация базовых материалов для создания транзисторов на основе наногетероструктур. В наногетероструктурах InAlAs/InGaAs/InAlAs на подложках фосфида индия (InP) двумерный электронный газ с высокой концентрацией  $n_s \approx (2-3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  обладает высокой подвижностью  $\mu_e \geq 10000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  при комнатной температуре [1,2] и наиболее высокой дрейфовой скоростью насыщения электронов [3]. Данные структуры активно применяются для создания СВЧ устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн [4,5]. Решеточно-согласованные с подложкой InP наногетероструктуры с квантовой ямой (КЯ) In<sub>y</sub>Al<sub>1-y</sub>As/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/In<sub>y</sub>Al<sub>1-y</sub>As обладают высоким содержанием InAs в активном слое In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x = 0.53$ ), а псевдоморфный рост данного слоя позволяет увеличить  $x$  до  $\sim 0.7-0.8$  [5,6]. Это приводит к существенному повышению электронной подвижности  $\mu_e$  за счет уменьшения эффективной массы электронов  $m_e^*$  и более жесткого их захвата в глубокой КЯ In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Однако при возрастании  $x$  и сохранении изоморфного состава барьерных слоев ( $y = 0.52$ ) толщина напряженного слоя In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As должна последовательно уменьшаться. Так, для приемлемой ширины КЯ  $\sim 16 \text{ нм}$  превышение  $x > 0.7$  приводит к частичной релаксации напряженного эпитаксиального слоя и резкому падению  $\mu_e$  [7]. Согласно нашим предыдущим результатам [8] и данным работ [6,9], введение одного тонкого слоя InAs в КЯ InGaAs приводит к увеличению подвижности двумерных электронов по сравнению со структурой, содержащей однородную КЯ. С помощью оптимизации температуры роста слоев и ширины КЯ удалось

наблюдать увеличение подвижности до 25% [5,6,9,10]. Таким образом, введение вставки InAs, с одной стороны, увеличивает  $\mu_e$  за счет возрастающего энергетического зазора между подзонами размерного квантования и уменьшения  $m_e^*$  в КЯ. С другой стороны, увеличение толщины слоя InAs  $d_{\text{InAs}}$  ограничено критическим значением [11], превышение которого приводит к ухудшению качества вставки и всей активной области из-за образования дислокаций несоответствия [7,10]. Известны также работы, где множественные вставки InAs образуют короткопериодные сверхрешетки (СР) InAs/GaAs [12], по свойствам напоминающие КЯ с усредненным составом, а в работе [13] авторы предложили активный слой в виде напряженной СР InGaAs/GaAs. При этом в обоих случаях [12,13] было показано, что распределение волновых функций (ВФ) электронов в СР эквивалентно распределению ВФ в одиночной КЯ лишь с небольшим отличием, вследствие влияния периодического потенциала СР.

Суммируя, можно предположить, что для дальнейшего увеличения подвижности необходимо изменять слоевую конструкцию КЯ с учетом ограничений, накладываемых механической деформацией слоев, а также влиянием нановставок на электронную структуру КЯ. Одним из решений является применение составных КЯ (СКЯ), неоднородных по составу, в том числе содержащих несколько гетеровставок различных полупроводников. В работах [14,15], посвященных транспорту электронов в сильном электрическом поле, отмечается, что введение дополнительных слоев InAs или GaAs в КЯ служит барьером для полярных оптических фононов и приводит к уменьшению электрон-фононного рассеяния. При этом удается уменьшить темп рассеяния в 5–6 раз благодаря введению таких слоев для уменьшения амплитуды захваченных фононов [16,17]. При использовании СКЯ наиболее важными свойствами получающейся квантовой

<sup>¶</sup> E-mail: ponomarev\_dmitr@mail.ru

низкоразмерной системы является подвижность электронов и их эффективная масса в сложном квантующем потенциале. Так, для уменьшения  $m_c^*$  в КЯ в работах [18,19] было предложено использовать связанные КЯ с различным составом InAs, разделенные барьером  $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ : одна — сильно напряженная яма  $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ , а другая — решеточно-согласованная с подложкой InP яма  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ . В таком случае возможно получить большой разрыв дна зон проводимости между барьером  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  и активным слоем  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и создать более глубокую КЯ. При этом для сохранения туннельной связи СКЯ толщина барьера должна быть обязательно меньше ширины КЯ [20]. Однако экспериментальные измерения  $m_c^*$  не показали значительного уменьшения эффективной массы в связанных КЯ. Традиционно авторами работ, посвященных использованию нановставок InAs, учитывались структурные изменения, связанные с образованием дислокаций несоответствия и прорастающих дислокаций (threading dislocations) в частично релаксированном слое InGaAs. При этом не учитывалось влияние вставки на зонный профиль и, как следствие, изменение условий рассеяния электронов при изменении формы ВФ электронов в составной КЯ. Тем не менее это является существенным фактором, так как одиночная нановставка InAs шириной более 3–4 нм приводит к сужению эффективной ширины составной КЯ и возрастанию рассеяния на шероховатостях границ.

В данной работе предложен альтернативный метод уменьшения эффективной массы электронов в СКЯ за счет введения двух наноразмерных вставок InAs, равноотстоящих как от центра КЯ, так и от гетерограниц InGaAs/InAlAs. Такой подход сочетает в себе инженерию ВФ электронов при изменении зонной структуры и состава в СКЯ и позволяет уменьшить  $m_c^*$ , одновременно обеспечивая более плавное распределение механической деформации в активной области гетероструктуры. В работе теоретически и экспериментально изучены зонная структура и электрофизические свойства СКЯ при помощи исследования эффекта Холла и эффекта Шубникова–де-Гааза (ШдГ) при различных температурах. Предложена и исследована конструкция гетероструктуры с двумя симметрично расположенными в КЯ нановставками InAs, для которой наблюдалось уменьшение  $m_c^*$  на 26% по сравнению с однородной КЯ. Для сравнительного анализа нами также был промоделирован и выращен образец с СКЯ, состоящей из комбинации двух вставок InAs и двух пристенок GaAs.

## 2. Теоретический анализ зоны проводимости и расчет эффективной массы электронов с учетом непараболичности энергетического спектра электронов

Для теоретического анализа нами были рассмотрены гетероструктуры на базе КЯ InAlAs/ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ /

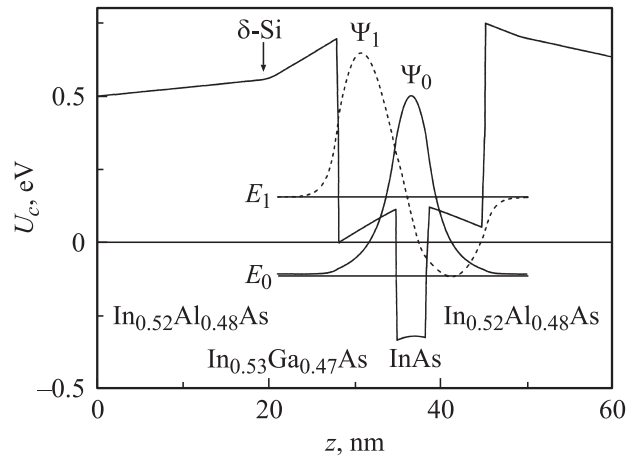
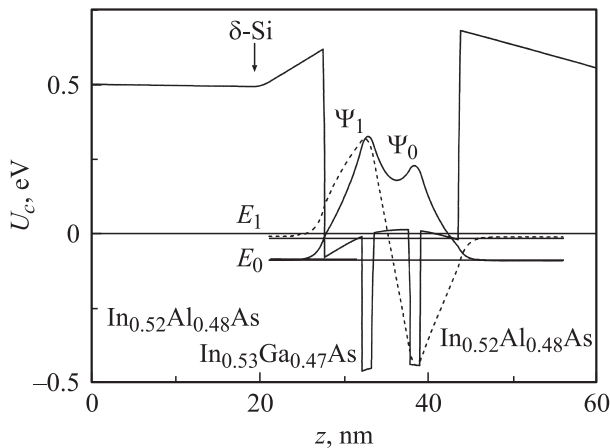


Рис. 1. Зона проводимости  $U_c$  и профили волновых функций электронов  $\Psi_i$  в составной квантовой яме  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , содержащей вставку InAs ( $d_{\text{InAs}} = 2$  нм в расчете) с односторонним  $\delta$ -легированием кремнием. Нуль энергии отчитывается от уровня Ферми.

InAlAs, содержащие как однородную КЯ, так и СКЯ следующего состава: КЯ + две нановставки InAs, КЯ + два пристенка GaAs, и наконец, СКЯ с комбинацией двух нановставок InAs и двух пристенок GaAs. Идея такой конструкции при введении вставок InAs состоит в том, чтобы, с одной стороны, достаточное расстояние между вставками обеспечило отсутствие заметной локализации ВФ электронов в области индивидуальной вставки, с другой — в среднем увеличивалось содержание InAs в СКЯ. Что касается нанослоев GaAs, вводимых в качестве пристенок КЯ на гетерограницах  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InAlAs}$ , то они играют роль слоев, компенсирующих механическую деформацию, возникающую в нановставках InAs. Действительно, рассогласование параметров кристаллических решеток GaAs и InAs относительно изоморфного состава  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  имеет противоположный знак и примерно одинаковую величину. Кроме того, нанослой GaAs могут играть роль фононных барьеров и влиять на подвижность горячих электронов.

Расчетное моделирование зонной структуры проводилось с помощью решения самосогласованной системы уравнений Шредингера и Пуассона в приближении эффективной массы [21]. Согласно данным, наиболее часто встречающимся в литературе, использованы следующие значения эффективных масс на дне зоны проводимости в  $\Gamma$ -долине: в InAs —  $m_c^* = 0.03m_0$  [22], в  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  —  $m_c^* = 0.043m_0$ , в GaAs —  $m_c^* = 0.067m_0$  и в InAlAs —  $m_c^* = 0.075m_0$  [23,24]. Разрывы дна зон проводимости принимались равными  $\Delta E_c = -0.7$  эВ между InGaAs/InAlAs и  $\Delta E_c = -0.45$  и  $-0.3$  эВ между InGaAs/InAs и InGaAs/GaAs соответственно [25,26]. Значение поверхностного потенциала для всех гетероструктур принималось равным  $\phi_s = 0.5$  эВ. Все расчеты проводились для температуры 300 К.



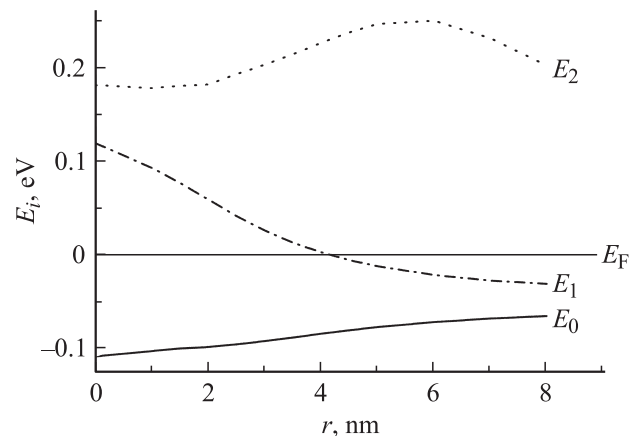
**Рис. 2.** Зона проводимости  $U_c$  и профили волновых функций электронов  $\Psi_i$  в составной квантовой яме  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , содержащей 2 вставки  $\text{InAs}$  ( $d_{\text{InAs}} = 1.2$  нм каждая в расчете) с односторонним  $\delta$ -легированием кремнием. Нуль энергии отчитывается от уровня Ферми.

Зонная диаграмма структуры с КЯ, содержащей одну вставку  $\text{InAs}$ , приведена на рис. 1. При введении достаточно широкой вставки  $\text{InAs}$  уровень энергии электронов нижней подзоны размерного квантования  $E_0$  понижается относительно дна КЯ и выделяется в самостоятельный уровень, связанный преимущественно со вставкой. При этом эффективная ширина КЯ, определяемая как полуширина ВФ электронов в нижней подзоне размерного квантования  $E_0$ , уменьшается, способствуя тем самым усилению локализации электронов в активном слое. На это указывает и увеличение энергетического зазора между уровнями энергии подзон  $E_0$  и  $E_1$ . С одной стороны, это приводит к увеличению электронной подвижности  $\mu_e$  за счет ослабления межподзонного рассеяния и уменьшения эффективной массы электронов в СКЯ. С другой стороны, растет рассеяние электронов на шероховатостях границ в узкой эффективной СКЯ. Вследствие того что эпитаксиальные слои  $\text{InAs}$  являются напряженными по отношению к слою  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , электронная подвижность продолжает увеличиваться вплоть до некоторой критической толщины вставки  $\text{InAs}$ . Таким образом, необходимо выбирать оптимальную толщину вставки исходя из двух противоречивых условий. Первое — необходимо постепенно увеличивать толщину вставки  $\text{InAs}$  (тем самым, увеличивая среднее содержание  $\text{InAs}$  в активном слое) в СКЯ и сохранять эффективную ширину слоя  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  достаточно большой, а второе — избегать релаксации механической деформации в области напряженных нановставок. Чтобы удовлетворить этим параметрам, нами был промоделирован, а затем выращен образец с двумя тонкими вставками  $\text{InAs}$  в СКЯ (рис. 2).

В такой составной яме ВФ электронов не являются локализованными в области одной из вставок в отличие от случая одиночной вставки  $\text{InAs}$ , а по причине доста-

точно большого расстояния между вставками распространяются на область, сравнимую с полной шириной КЯ. Тем не менее, как видно из рис. 2, возникает усиление амплитуд ВФ в области нановставок, что должно приводить к заметному снижению эффективной массы электронов в СКЯ. Помимо этого, механическая деформация распределяется более плавно, так как изоморфный к  $\text{InAlAs}$  слой  $\text{InGaAs}$  разделяет напряженные области, и суммарная толщина двух нановставок  $\text{InAs}$  может быть даже несколько выше критической толщины, нежели в случае одиночного слоя  $\text{InAs}$ . Стоит, однако, отметить, что значение эффективной ширины КЯ зависит от выбранного расстояния  $r$  между вставками  $\text{InAs}$  и от профиля потенциала СКЯ в целом (рис. 3). Одним из вариантов такого расположения нанослоев  $\text{InAs}$  является рост вставок достаточно близко к стенкам СКЯ. Видно, что по мере увеличения расстояния между вставками уровень энергии  $E_1$  начинает понижаться относительно дна зоны проводимости и при  $r \geq 4$  нм вторая подзона размерного квантования становится вырожденной. При введении одиночной вставки  $\text{InAs}$  (это случай  $r = 0$ ) уровни энергии подзон размерного квантования разнесены по отношению друг к другу и эффективная ширина СКЯ мала. При больших значениях  $r$  разница между  $E_0$  и  $E_1$  уменьшается до  $\sim 30$  мэВ, что ведет к увеличению межподзонного рассеяния электронов. Этот случай является аналогом 2 слабо связанных КЯ [18,19]. При промежуточном расположении вставок ( $r = 4$  нм) ВФ электронов имеют достаточно большие амплитуды как в центральной области СКЯ, так и в области нановставок. С одной стороны, это позволяет сохранить эффективную ширину СКЯ достаточно большой, а с другой — сделать СКЯ максимально симметричной. Это позволяет нам считать такой тип структуры наиболее эффективным и с точки зрения зонной структуры.

После моделирования зонных диаграмм и расчета ВФ электронов проводился расчет эффективной массы



**Рис. 3.** Энергия нижней ( $E_0$ ) и двух верхних подзон размерного квантования ( $E_1$  и  $E_2$ ) в зависимости от расстояния  $r$  между двумя вставками  $\text{InAs}$ .

**Таблица 1.** Рассчитанные значения эффективных масс электронов  $m_c^*$  для образцов с разным составом активной области, с учетом и без учета непараболичности спектра электронов в КЯ

Исследуемые образцы	Значения $m_c^*/m_0$	Значения $m_c^*/m_0$ с учетом непараболичности
Одиночная КЯ — № 802	0.0430	0.06923
СКЯ: 2 вставки InAs — № 803	0.0394	0.04410
СКЯ: 2 пристенка GaAs — № 804	0.0433	0.06170
СКЯ: 2 пристенка GaAs + 2 вставки InAs — № 805	0.0388	0.06119

Примечание. КЯ — квантовая яма, СКЯ — составная квантовая яма.

электронов  $m_e^*$  в одиночной и составных КЯ согласно следующей формуле:

$$\frac{m_c^*}{m_0} = \frac{\int (m_c^*(z)/m_0)\Psi(z)\Psi^*(z)dz}{\int \Psi(z)\Psi^*(z)dz}, \quad (1)$$

где  $m_c^*(z)/m_0$  — кусочная функция, отражающая значения  $m_c^*$  по разным слоям гетероструктуры,  $m_0$  — масса свободного электрона, а  $\Psi(z)$  и  $\Psi^*(z)$  — ВФ и комплексно сопряженная ВФ электронов в первой подзоне размерного квантования соответственно. Такое усреднение предложено исходя из соотношения вероятностей для электрона находиться в той или иной пространственной области СКЯ, где действует локальное приближение эффективной массы. Из приведенного выше выражения (1) видно, что изменение профиля зоны проводимости и, как следствие, сложная форма ВФ определяют эффективную массу электронов в СКЯ. Расчетные значения эффективных масс электронов  $m_c^*$  приведены в табл. 1.

### 3. Образцы и методика измерений

Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках InP (100). Все образцы имели сходную конструкцию слоев, за исключением области КЯ. Схематическое изображение эпитаксиальных слоев для образца № 803 с двумя нановставками InAs приведено на рис. 4.

Вначале проводился рост буфера InAlAs, изоморфного подложке InP. Затем при  $T = 430^\circ\text{C}$  выращивалась либо однородная КЯ InGaAs (образец № 802), либо СКЯ со вставками InAs толщиной 1.2 нм каждая и пристенками GaAs толщиной 1.1 нм (образцы № 803, 804 и 805). Пониженная температура роста необходима для сохранения резких гетерограниц в СКЯ, а также для предотвращения частичной релаксации напряженного слоя InAs. Все образцы имели спейсер толщиной 6.5 нм и одностороннее  $\delta$ -легирование кремнием с концентрацией  $2.72 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Образцы для измерения электронных транспортных свойств были изготовлены в форме холловских мостиков с нанесением омических контактов InSn.

Измерение электрофизических параметров образцов гетероструктур: концентрации и подвижности электронов в СКЯ — было проведено с помощью эффекта

In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	6 nm
In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	3 nm
$\delta$ -Si doping	
In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	6.5 nm
In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	4.5 nm
InAs	1.2 nm
In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	4.5 nm
InAs	1.2 nm
In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	4.5 nm
Buffer In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	244 nm
S.I. substrate InP	

**Рис. 4.** Структура слоев в образце № 803 с двумя нановставками InAs.

Холла при температурах 77 и 300 К. Измерительный ток составлял единицы мкА, что соответствует пределу очень слабого электрического поля, в отличие от работ [14,15]. Для определения  $m_c^*$  в КЯ использовалось измерение эффекта ШдГ в квантующем магнитном поле до 6 Тл при двух температурах 4.2 и 8.4 К.

### 4. Результаты измерений и обсуждение

Экспериментальные значения циклотронных масс электронов  $m_c^*$  в одиночной и составных КЯ представлены в табл. 2. Там же приведены холловские концентрации  $n_H$  и подвижности электронов  $\mu_H$ , а также рассчитанные значения эффективных масс электронов (см. далее).

**Таблица 2.** Холловские концентрации  $n_H$  и подвижности  $\mu_H$  электронов, а также концентрации  $n_{SDH}$  и циклотронные массы электронов  $m_c^*$ , измеренные с помощью эффекта Шубникова–де-Гааза (ШдГ)

№ образца	$n_{SDH}, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$n_H, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu_H, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$m_c^*/m_0$ (ШдГ)
802	1.55	1.57	45170	$0.065 \pm 0.001$
803	1.38	1.36	28100	$0.0436 \pm 0.0010$
804	1.13	1.12	30800	$0.0588 \pm 0.0010$
805	1.53	1.54	21800	$0.059 \pm 0.010$

Эффективная масса электронов  $m_c^*$  определена из температурной зависимости амплитуд осцилляций продольного магнетосопротивления  $A(T)$  с помощью формулы, предложенной Андо [27]. Амплитуда осцилляций магнетосопротивления возрастает при понижении температуры, что дает возможность определить циклотронную массу на экстремальных сечениях поверхности Ферми [23,27,28]. Отношение амплитуд осцилляций  $A(T_1)$  и  $A(T_2)$  определенных при температурах  $T_1$  и  $T_2$  ( $T_1 > T_2$ ) для одного и того же значения магнитного поля  $B = B_n$ , в случае независимости температуры Дингла  $T_D$  от температуры равно [29]:

$$\frac{A(T_2)}{A(T_1)} = \frac{T_2 \operatorname{sh}(2\pi^2 k_B T_1 / \hbar \omega_c^*)}{T_1 \operatorname{sh}(2\pi^2 k_B T_2 / \hbar \omega_c^*)}. \quad (2)$$

Выражение (2) является трансцендентным уравнением для определения  $m_c^*$ . Однако при  $T_1 = 2T_2$  это уравнение упрощается и из него можно получить выражение для  $m_c^*$ :

$$m_c^* = \frac{e \hbar B_n}{2\pi^2 k_B T_2} \operatorname{Arch} \left[ \frac{A(T_2, B_n)}{A(T_1, B_n)} \right]. \quad (3)$$

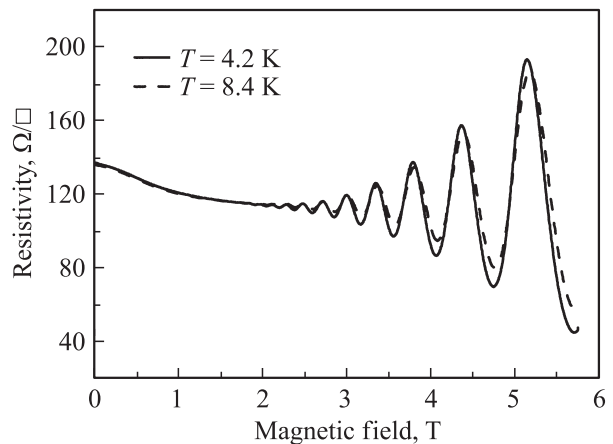
В качестве примера на рис. 5 приведены осцилляции ШдГ для двух температур в образце № 803 с двумя вставками InAs, на котором четко видна одна частота осцилляций от заполненной подзоны с высокой электронной подвижностью.

Из табл. 2 видно, что по мере изменения состава активного слоя InGaAs концентрация электронов  $n_H$  в КЯ незначительно меняется. Стоит отметить, что измерения концентрации электронов эффектами ШдГ  $n_{SDH}$  и Холла  $n_H$  совпадают, что является подтверждением того, что заполнена только одна подзона размерного квантования. Образец № 802 с одиночной КЯ  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  демонстрирует наилучшие электрофизические свойства по сравнению с другими образцами. Однако эффективная масса электронов в нем самая большая. Введение двух пристенков GaAs толщиной 1.1 нм на гетерограницах  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InAlAs}$  (образец № 804) позволяет понизить  $m_c^*$ . При этом концентрация электронов в данном образце самая низкая. Такое поведение  $n_H$  связано с частичным обеднением второй подзоны размерного квантования при введении пристенков GaAs.

Использование комбинации двух пристенков GaAs толщиной 1.1 нм и двух вставок InAs толщиной 1.2 нм (образец № 805) позволяет немного повысить концентрацию электронов в СКЯ за счет слабого вырождения второй подзоны, однако не приводит к уменьшению  $m_c^*$  в составной яме. В свою очередь использование СКЯ, состоящей только из двух симметрично расположенных нановставок InAs толщиной 1.2 нм (образец № 803), приводит к существенному уменьшению эффективной массы электронов, при этом сохраняя величину  $n_H$  достаточно большой.

Максимальное значение  $\mu_H$  достигается в образце № 802 с одиночной ямой InGaAs. При этом значения холловской подвижности в образцах № 803 и 804 схожи, а в образце № 805 она меньше на 20%. Такое поведение  $\mu_H$  связано с частичным размытием гетероинтерфейса InGaAs/InAs и увеличением его шероховатости [30]. Таким образом, для получения наиболее хорошей подвижности электронов в СКЯ необходимо улучшить морфологию нановставок и обеспечить контроль границы раздела с атомной гладкостью. При этом, несмотря на подобранные режимы роста вставок InAs [8], в процессе МЛЭ обязательно присутствуют локальные деформации толщины нановставки. Одним из решений является использование фазово-затворной эпитаксии с субмонослойным осаждением, но этот метод в настоящее время мало распространен. Отметим, что увеличение числа нановставок InAs и GaAs не приводит к желаемому уменьшению  $m_c^*$ , так как в этом случае ВФ электронов в СКЯ имеют вид, почти идентичный ВФ в одиночной яме InGaAs [12], и эффективная ширина КЯ меньше по сравнению с составной ямой.

Результаты численного моделирования показывают, что минимальное значение эффективной массы достигается в образцах № 803 и 805 (см. левый столбец в табл. 1). Однако необходимо учитывать, что концентрация электронов в образцах меняется с изменением состава КЯ, т.е. при переходе от одиночной решеточно-согласованной КЯ с СКЯ с различной комбинацией



**Рис. 5.** Измерения продольного магнетосопротивления для образца № 803.

вставок GaAs и InAs. Поэтому для правильного расчета эффективной массы электронов необходимо учитывать непараболичность энергетического спектра электронов (которая может дать отклонение в пределах 10–30%) с учетом вариации концентрации электронов. Таким образом, эффективные массы электронов были пересчитаны с учетом непараболичности дна зоны проводимости  $U_c$  (см. правый столбец в табл. 1).

Предложенный подход, объясняющий уменьшение  $m_c^*$  за счет усреднения эффективной массы по всем слоям гетероструктуры, также подтверждается экспериментально полученными данными из эффекта ШдГ. Отметим, что уменьшение  $m_c^*$  на 26% в структуре с СКЯ с двумя нановставками InAs не наблюдалось ни в одной из работ, упомянутых во Введении. Тем самым использование двух наноразмерных вставок InAs в отличие от одиночной решеточно-согласованной КЯ In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As позволяет уменьшить  $m_c^*$  за счет комбинации двух факторов: с одной стороны, при увеличении амплитуды волновых функций в области вставки, а с другой — при сохранении эффективной ширины СКЯ.

## 5. Заключение

В работе теоретически и экспериментально изучены зонная структура и электрофизические свойства гетероструктур InAlAs/InGaAs/InAlAs, выращенных методом МЛЭ на подложках InP с составной квантовой ямой InGaAs. Введение в КЯ продуманно расположенных нановставок InAs приводит к заметному (26%) уменьшению эффективной массы электронов  $m_c^*$ . Предложен и апробирован теоретический подход к оценке эффективной массы электронов в составных квантовых ямах, основанный на весовом усреднении  $m_c^*$  в составляющих сложную КЯ материалах. При учете непараболичности энергетического спектра электронов получено превосходное соответствие измеренных с помощью эффекта Шубникова–де-Гааза величин  $m_c^*$  с расчетными значениями. Впервые созданная конструкция гетероструктуры с двумя симметрично расположенными в квантовой яме нановставками InAs (толщиной 1.2 нм каждая) позволяет существенно уменьшить  $m_c^*$  по сравнению с решеточно-согласованной КЯ In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки России в рамках проектов 2010-218-02-136, НК-616П (39), ФЦП „Развитие инфраструктуры nanoиндустрии в Российской Федерации“ (Государственный контракт № 16.647.12.2023), а также на оборудовании ЦКП „Гетероструктурная СВЧ электроника и физика широкозонных полупроводников“ НИЯУ МИФИ.

## Список литературы

- [1] Y. Yamashita, A. Endoh, K. Shinohara, K. Hikosaka, T. Matsui, S. Hiyamizu, T. Mimura. IEEE Electron. Dev. Lett., **23**, 573 (2002).
- [2] X. Wallart, B. Pinsard, F. Mollot. J. Appl. Phys., **92**, 053 706 (2005).
- [3] W.T. Masselink. Appl. Phys. Lett., **67** (6), 801 (1995).
- [4] Y. Chen, Y.J. Chen, Y.W. Chen, Y.J. Li, T.B. Wang, C.L. Wu. Sol. St. Electron., **48**, 119 (2004).
- [5] J. Hu, K. Saraswa, H. Philip Wong. Appl. Phys. Lett., **98**, 062 107 (2011).
- [6] T. Akazaki, K. Arai, T. Enoki, Y. Ishie. IEEE Electron. Dev. Lett., **13**, 325 (1992).
- [7] J. Schneider, J. Pietralla, H. Heinecke. Cryst. Growth, **175/176**, 184 (1997).
- [8] А.Л. Васильев, И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Р.М. Имам-ов, Е.А. Климов, М.В. Ковальчук, Д.С. Пономарев, В.В. Роддатис, И.А. Субботин. Кристаллография, **56** (2), 324 (2011).
- [9] T. Akazaki, J. Nitta, H. Takayanagi, T. Enoki, K. Arai. Appl. Phys. Lett., **65**, 1263 (1994).
- [10] H. Sexpl, G. Bohm, D. Xu, H. Heiß, G. Träkle, G. Weimann, G. Abstreiter. J. Cryst. Growth, **175/176**, 915 (1997).
- [11] J.W. Matthews, A.E. Blakeslee. J. Cryst. Growth, **118**, 27 (1974).
- [12] V.A. Kulbachinskii, R.A. Lunin, V.A. Rogozin, Yu.V. Fedorov, Yu.V. Khabarov, A. de Visser. Semicond. Sci. Technol., **17**, 947 (2002).
- [13] R. Driad, R. Aidam, Q. Yang, M. Maier, H. Güllich, M. Schlechtweg, O. Ambacher. Appl. Phys. Lett., **98**, 043 503 (2011).
- [14] J. Pozela, A. Namajunas, K. Pozela, V.J. Juciene. Appl. Phys., **81**, 1775 (1997).
- [15] J. Pozela, K. Pozela, V. Juciene. Semiconductors, **41**, 1074 (2007).
- [16] Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене. ФТП, **34** (9), 1053 (2000).
- [17] J. Pozela, A. Namajunas, K. Pozela, V. Juciene. ФТП, **31** (1), 85 (1997).
- [18] T. Kim, M. Jung, D. Lee, J. Kim, K. Yoo, J. Lee, S. Ryu. J. Appl. Phys., **82** (9), 4388 (1997).
- [19] T. Kim, M. Jung. Sol. St. Comm., **109**, 483 (1997).
- [20] T. Kim, M. Jung, H. Park, S. Lee. Phys. Rev. B, **52** (3), 1467 (1995).
- [21] Б.Г. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, В.Г. Мокеров, А.А. Черечукин. ФТП, **40** (12), 1479 (2006).
- [22] Н.С. Аверкиев, В.А. Березовец, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, В.И. Нижанковский, Р.В. Парфеньев, К.С. Романов. ФТП, **46** (11), 2083 (2004).
- [23] T. Kim, M. Jung, K.H. Yoo. J. Phys. Chem. Sol., **61**, 1769 (2002).
- [24] T. Kim, D. Choo, K. Yoo, C. Meining, B. McCombe. Sol. St. Commun, **129**, 334 (2004).
- [25] R.F. Korf, H.P. Wei, A.P. Perley, G. Livescu. Appl. Phys. Lett., **60** (19), 2386 (1992).
- [26] W. Chen, M. Fritze, W. Walecki, D. Ackley, A.V. Nurmikko, M. Hong, L.L. Chang. Phys. Rev. B, **45**, 8464 (1992).
- [27] T. Ando, A. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys., **54**, 437 (1982).
- [28] N. Kotera, H. Arimoto, N. Miura, K. Shibata, Y. Ueki, K. Tanaka, H. Nakamura, T. Mishima, K. Aiki, M. Washima. Phys. E, **11**, 219 (2001).
- [29] Д. Шенберг. *Магнитные осцилляции в металлах* (М., Мир, 1986) гл. 2. [Пер. с англ.: D. Shoenberg. *Magnetic oscillations in metals*. (Cambridge University Press, 1984)].

- [30] Н.Н. Фалеев, В.В. Чалдышев, А.Е. Куницын, В.В. Преображенский, М.А. Путьто, Б.Р. Семягин, В.В. Третьяков. ФТП, **32** (1), 24 (1998).

*Редактор Т.А. Полянская*

### **Mobility and effective electron mass in composite quantum wells InGaAs with InAs and GaAs nanoinsertions**

*D.S. Ponomarev, I.S. Vasil'evskii, G.B. Galiev\*, E.A. Klimov\*, R.A. Khabibullin, V.A. Kulbachinskii<sup>+</sup>, N.A. Uzeeva<sup>+</sup>*

National Research Nuclear University „MEPH“,  
115409 Moscow, Russia

\* Institute of Ultra High Frequency Semiconductor  
Electronics, Russian Academy of Sciences,  
117105 Moscow, Russia

<sup>+</sup> Lomonosov Moscow State University,  
119991 Moscow, Russia

**Abstract** The band structure and the electrophysical properties in InAlAs/InGaAs/InAlAs/InP heterostructures were studied both theoretically and experimentally in composite quantum wells InGaAs with InAs and GaAs nanoinsertions. The Shubnikov–de-Haas measurements were carried out to determine  $m_c^*$  with contribution of electron energy spectrum nonparabolicity. We proposed and experimentally approved the simple approach to evaluate effective electron mass in composite quantum wells based on  $m_c^*$ , averaging subject to spatial probability distribution in the quantum region layers. A novel design of the heterostructure with two symmetrically InAs nanoinsertions in the quantum well allows to decrease  $m_c^*$  26% in comparison with the lattice-matched quantum well In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As.