

# Влияние узких внутренних барьеров на низкотемпературную латеральную проводимость в КВАНТОВЫХ ЯМАХ

В.В. Вайнберг, А.С. Пилипчук

*Институт физики НАН Украины, г. Киев, 03680, Украина*

E-mail: Pylypchuk@iop.kiev.ua

Н.В. Байдусь, А.А. Бирюков

*Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета  
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, 603950, Россия*

Статья поступила в редакцию 6 ноября 2013 г., опубликована онлайн 21 апреля 2014 г.

Проведен расчет энергетического спектра электронов в широкой квантовой яме с различным количеством узких барьеров в области ямы. Показано, что уровни размерного квантования поднимаются по энергии при введении таких барьеров. При максимальном заполнении квантовой ямы узкими барьерами и образовании фрагмента короткопериодной сверхрешетки огибающие волновых функций электронов на уровнях размерного квантования близки по форме к огибающим для обычной квантовой ямы. При этом значительно увеличивается рассеяние на шероховатостях интерфейсов гетерограниц. Экспериментально исследована низкотемпературная латеральная проводимость по квантовой яме, туннельно-связанной с десятичной короткопериодной сверхрешеткой, и отдельно по сверхрешетке. Полученные результаты хорошо согласуются с модельными расчетами и демонстрируют новую возможность создания параллельных каналов проводимости с различающейся подвижностью электронов.

Проведено розрахунок енергетичного спектра електронів в широкій квантовій ямі з різною кількістю вузьких бар'єрів в області ями. Показано, що рівні розмірного квантування піднімаються по енергії при введенні таких бар'єрів. При максимальному заповненні квантової ями вузькими бар'єрами та утворенні фрагмента короткоперіодної надгратки огинаючі хвильових функцій електронів на рівнях розмірного квантування близькі за формою до огинаючих для звичайної квантової ями. При цьому значно збільшується розсіяння на шорсткостях інтерфейсів гетерограниць. Експериментально досліджено низькотемпературну латеральну провідність по квантовій ямі, яка тунельно-зв'язана з десятичною короткоперіодною надграткою, і окремо по надгратці. Отримані результати добре узгоджуються з модельними розрахунками та демонструють нову можливість створення паралельних каналів провідності з різною рухливістю електронів.

PACS: 73.21.Cd Сверхрешетки;  
73.21.Fg Квантовые ямы;  
72.80.Ey Полупроводники  $A_3B_5$  и  $A_2B_6$ ;  
73.63.Hs Квантовые ямы.

Ключевые слова: гетероструктуры, сверхрешетка, квантовая яма, латеральная проводимость.

## Введение

Поиск новых методов управления энергетическим спектром электронов и их подвижностью в квантовых ямах (КЯ) представляет интерес для различных при-

кладных задач. С этой целью предлагалось, например, селективно легировать КЯ дельта-слоями примеси [1] или вводить в области ямы узкий барьер [2]. В первом случае сильно уменьшалась подвижность электронов в яме при низких температурах, в то время как во втором

случае целью было увеличение подвижности при высоких температурах, когда преобладает фононный механизм рассеяния. Подобные методы полезны, например, при конструировании параллельных каналов проводимости с разной подвижностью электронов и создании приборов на основе эффекта пространственного переноса электронов [3]. В работе [4] описаны гетероструктуры, в которых параллельно с обычной квантовой ямой располагался фрагмент короткопериодной сверхрешетки. Предварительные исследования латеральной проводимости этих структур показали, что они также весьма эффективны для реализации параллельных каналов, в которых подвижности носителей заряда резко отличаются.

Целью данной работы является исследование гетероструктур, в которых управление подвижностью электронов в КЯ осуществляется за счет рассеяния электронов на шероховатостях гетероинтерфейсов при латеральном транспорте в фрагменте сверхрешетки. Механизм рассеяния на шероховатостях стенок КЯ был ранее исследован в случае одиночной глубокой ямы (см., например, [5]). На практике часто используются многоямные гетероструктуры с неглубокими КЯ. В этом случае необходимо учитывать вовлечение околомных областей барьера в рассеяние [6–8]. В данной работе с помощью численных расчетов рассматривается трансформация энергетического спектра электронов в КЯ при поэтапном введении в нее узких барьеров вплоть до образования фрагмента короткопериодной сверхрешетки, проведен анализ ее низкотемпературной латеральной проводимости. Рассмотрены также гетероструктуры, в которых фрагмент сверхрешетки туннельно связан с обычной квантовой ямой. Проведено сравнение с экспериментальными результатами по латеральной проводимости таких структур.

### Численные расчеты

В этом разделе рассмотрены четыре конфигурации КЯ конечной глубины с различным числом узких барьеров в ней и проведено вычисление уровней размерного квантования и волновых функций электронов в таком потенциале, с учетом которых в дальнейшем проводится исследование изменения подвижности электронов за счет рассеяния на шероховатостях интерфейса.

В расчетах использована идеализированная модель бесконечной цепочки независимых КЯ. Такая модель применима, когда используются многоямные структуры [8,9] и можно практически пренебречь влиянием внешних граничных условий всей структуры на внутренние слои. В результате этого достаточно оправданно проводить расчеты для одного из периодов (повторений) структуры с циклическими граничными условиями. Расчеты проведены для зоны проводимости полупроводниковых материалов типа  $A_3B_5$ , которая, как

известно, характеризуется определенной непараболичностью закона дисперсии. Мы пренебрегаем в расчетах непараболичностью зоны проводимости, поскольку ее влияние на положение уровней энергии и заполнение состояний не превышает нескольких процентов в КЯ глубиной порядка 100 мэВ [10].

Система, которая описывает энергетический спектр электронов в КЯ, состоит из одномерных уравнений Шредингера и Пуассона, дополненных условием электронейтральности для одного периода структуры с границами  $[-L, L]$ :

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

$$\frac{d}{dz} \left[ \varepsilon(z) \frac{dU(z)}{dz} \right] = 4\pi e^2 \left[ n(z) - N^+(z) \right], \quad (2)$$

$$\int_{-L}^L N_D^+(z) dz - \int_{-L}^L n(z) dz = 0, \quad (3)$$

где  $U(z)$  — координатная зависимость потенциальной энергии дна зоны проводимости,  $E$  — собственная энергия,  $\psi(z)$  — огибающая волновой функции электрона в направлении роста структур,  $m(z)$  и  $\varepsilon(z)$  — координатные зависимости массы электрона и диэлектрической постоянной,  $n(z)$  и  $N^+(z)$  — координатные зависимости концентраций свободных электронов и ионизированной примеси.

Поскольку мы рассматриваем один период гетероструктуры, соответствующие граничные условия имеют вид

$$\psi(L) = \psi(-L) = 0; \quad (4)$$

$$U(L) - U(-L) = 0; \quad \frac{dU(L)}{dz} = \frac{dU(-L)}{dz}. \quad (5)$$

Концентрация положительно заряженных примесей (доноров) определяется как

$$N^+(z) = \frac{N(z)}{1 + 2 \exp \left( \frac{E_F - E_{\text{imp}}(z)}{kT} \right)}, \quad (6)$$

где  $E_F$  — уровень Ферми,  $E_{\text{imp}}(z)$  — энергия примесного уровня в точке  $z$ . Концентрация  $n(z)$  в каждой точке равна сумме концентраций во всех подзонах размерного квантования в квантовых ямах

$$n(z) = \sum_i n_{2D}(z) = \sum_i |\psi_i(z)|^2 N_C^{2D} \ln \left( 1 + \exp \frac{E_F - E_{Ci}}{kT} \right), \quad (7)$$

$N(z)$  — координатное распределение легирующей примеси,  $N_C^{2D}$  — эффективная плотность состояний в двумерной подзоне проводимости.

Вначале рассмотрим конфигурации профиля потенциала прямоугольных ям в пренебрежении изгибом зон за счет пространственного заряда. Профили дна зоны проводимости в направлении роста слоев для четырех конфигураций показаны на рис. 1.

Рассмотрим, как изменяется энергетический спектр электронов в КЯ при последовательном введении в яму узких барьеров вплоть до полного перехода к фрагменту сверхрешетки. В целях последующего сравнения с экспериментальными результатами рассматривается квантовая яма AlGaAs/GaAs/AlGaAs с содержанием Al в барьере  $x = 15\%$  и шириной  $285 \text{ \AA}$ . При таком содержании Al в AlGaAs еще не возникают глубокие примеси типа DX-центров [11] в прилегающих барьерах, усложняющие общую картину энергетического спектра электронов. Ширина ямы выбрана с таким расчетом, чтобы после введения максимального количества узких барьеров образовать десятикратный фрагмент короткопериодной сверхрешетки  $15 \times 15 \text{ \AA}$ . На рис. 2(а) показано, как по мере введения в яму узких барьеров изменяется положение нижнего уровня размерного квантования (дна первой подзоны) и квадрат соответствующей огибающей волновой функции электронов. Видно, что уровень размерного квантования с введением все большего числа узких барьеров поднимается по отношению ко дну ямы. В целом, при переходе от ямы без барьеров к фрагменту сверхрешетки он поднимается на  $60 \text{ мэВ}$ , т.е. на половину глубины ямы ( $118 \text{ мэВ}$ ).

Волновая функция при этом вначале разделяется на отдельные части, а затем во фрагменте сверхрешетки возвращается по форме почти к первоначальному виду, оставаясь лишь немного гофрированной. Отметим, что в рассматриваемом фрагменте сверхрешетки нет мини-зон, характерных для сверхрешеток в обычном пони-

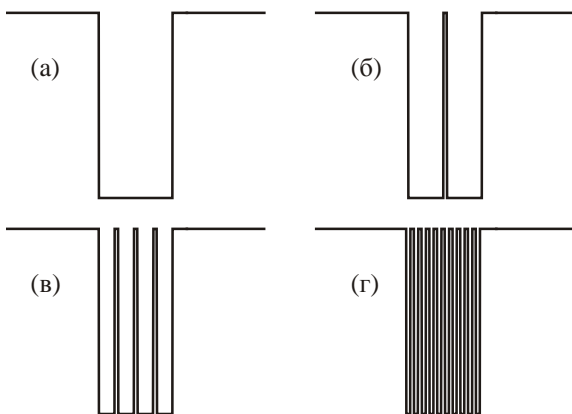


Рис. 1. Профили дна зоны проводимости гетероструктуры AlGaAs/GaAs/AlGaAs в направлении роста слоев с квантовой ямой ( $W = 285 \text{ \AA}$ ,  $\Delta E = 118 \text{ мэВ}$ ) и разным количеством внутренних узких барьеров: без барьеров (а); с одним барьером (б); с тремя внутренними барьерами (в); с девятью барьерами (фрагмент сверхрешетки) (г).

мании. Как видно на рис. 2(б), в КЯ есть только четыре уровня размерного квантования, которые вследствие малой ширины узких КЯ и промежуточных барьеров разделены достаточно большими энергетическими интервалами. В результате энергетический спектр аналогичен спектру одиночной прямоугольной КЯ. Однако при этом в фрагменте короткопериодной сверхрешетки имеется уже 20 стенок квантовых ям по сравнению с двумя стенками в исходной КЯ.

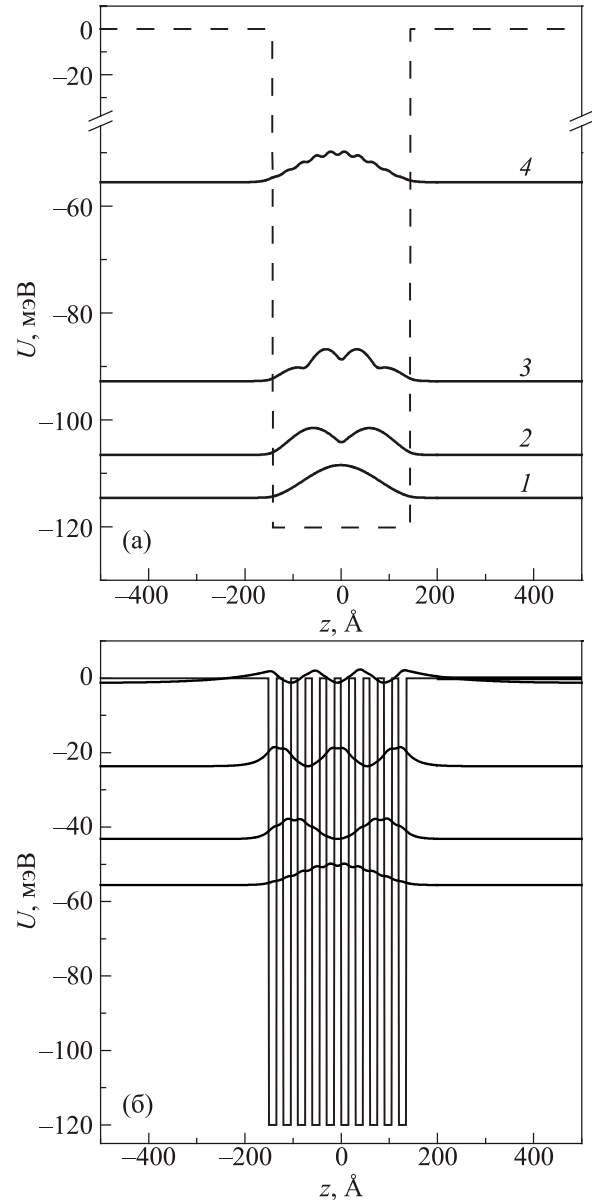


Рис. 2. Результаты расчета. (а) Изменение положения дна нижней подзоны размерного квантования и квадрата огибающей соответствующей волновой функции электронов в КЯ ( $W = 285 \text{ \AA}$ ,  $\Delta E = 118 \text{ мэВ}$ ) при введении в области КЯ разного количества узких барьеров. Обозначения кривых для волновых функций (1, 2, 3, 4) соответствуют конфигурациям (а, б, в, г) на рис. 1. (б) Уровни размерного квантования и квадраты соответствующих волновых функций электронов в фрагменте короткопериодной сверхрешетки  $15 \times 15 \text{ \AA}$  (10 периодов).

Рассмотрим, как изменится за счет этого низкотемпературная подвижность электронов в КЯ в диапазоне температур жидкого гелия. Основными механизмами рассеяния, определяющими подвижность электронов, здесь являются рассеяние на ионизированной примеси и рассеяние на шероховатости гетероинтерфейсов стенок КЯ. При этом основным фактором изменения подвижности будет рассеяние на шероховатостях. Как следует из известных теорий для рассеяния на шероховатости гетерограниц [5–7,12–14], соответствующий матричный элемент пропорционален произведению квадрата изменения энергии уровня размерного квантования при единичном изменении ширины КЯ и некоторой функции  $S(q)$ , которая отражает статистическое распределение параметров шероховатости: амплитуды и среднего расстояния между флуктуациями ширины

$$|M(q)|^2 \sim \left(\frac{\partial E_i}{\partial L}\right)^2 S(q). \quad (8)$$

В случае, когда несколько ям образуют туннельно-связанные конфигурации, шероховатости стенок каждой из связанных ям дают свои изменения  $\partial E_i / \partial L$  и  $S(q)$ . Каким образом при этом должен определяться общий матричный элемент, до настоящего времени в литературе не рассматривалось. Для определенности будем полагать, что каждая из связанных ям дает вклад аддитивно. Расчет этих параметров будем проводить численными методами для реального профиля потенциала ям (т.е. ям конечной глубины). В частности, мы решаем задачу с профилем потенциала для фрагмента короткопериодной сверхрешетки, показанной на рис. 2(б). Расчет показывает, что каждая из десяти ям дает для нижнего уровня величину порядка  $\partial E_1 / \partial L_i \approx 4,5 \cdot 10^7$  мэВ/см. В предположении об аддитивном вкладе от каждой ямы в десятияном фрагменте получим  $\partial E_1 / \partial L_{\text{tot}} \approx 4,5 \cdot 10^8$  мэВ/см. Для обратного времени релаксации импульса (вероятности рассеяния) при рассеянии на шероховатостях используем следующее выражение [14–16]:

$$\frac{1}{\tau_{\text{rough}}(E)} = \frac{2m_0 m_i^* \pi}{\hbar^3} \lambda^2 \Delta^2 \left(\frac{\partial E_i}{\partial L}\right)^2 \int_0^1 \frac{\exp(-\lambda^2 k_0^2 x^2)}{\sqrt{1-x^2}(x+x_s)^2} dx, \quad (9)$$

$$x_s = \frac{m_0 m_i^* e^2}{\varepsilon \hbar^2 k_0}, \quad k_0 = \frac{\sqrt{2m_0 m_i^* E}}{\hbar},$$

где  $m_0$  — масса свободного электрона,  $m_i^*$  — эффективная масса электрона в  $i$ -й подзоне,  $\lambda$  — длина корреляции,  $\Delta$  — усредненная амплитуда шероховатости,  $e$  — заряд электрона,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $E$  — энергия электрона относительно дна подзоны.

Величину полной подвижности двумерных электронов и компонентов, определяемых отдельными механизмами рассеяния, будем определять как

$$\mu = \frac{ekT}{4\pi\hbar^2 n} \int_0^\infty \frac{x\tau(x)dx}{\cosh\left(\frac{x-x_F}{2}\right)}, \quad x = \frac{E}{kT}, \quad x_F = \frac{E_F}{kT}. \quad (10)$$

Ограничимся диапазоном низких температур и такой концентрацией электронов, что заполненной будет только одна нижняя подзона размерного квантования. При этом концентрация электронов  $n$  будет в ней неизменной.

### Результаты эксперимента и обсуждение

Расчеты подвижности будем проводить для двух различных структур, изготовленных для экспериментальной проверки модели.

Образцы для исследований представляли собой два типа гетероструктур AlGaAs/GaAs/AlGaAs, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке полуизолирующего GaAs (001). Содержание Al в слоях составляло 15%, что соответствует глубине КЯ, равной 118 мэВ. Каждый тип структур состоял из 20 периодов (повторений). Каждый период первого типа образцов содержал квантовую яму шириной 130 Å и фрагмент короткопериодной сверхрешетки из 10 ям шириной 15 Å, разделенных барьерами шириной 15 Å. Фрагмент короткопериодной сверхрешетки расположен на расстоянии 40 Å от широкой КЯ. Ширина AlGaAs барьера, разделяющего периоды, составляет 700 Å. Средняя часть этого барьера, шириной 300 Å, однородно легирована мелкой примесью Si с концентрацией  $1,6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> на период. Второй тип структур содержал только фрагмент сверхрешетки. Остальные параметры те же. Для компенсации поверхностных зарядов в обоих видах структур в буферном и покрывающем слоях введены дельта-слои примеси Si с концентрацией  $\sim 10^{12}$  см<sup>-2</sup>.

Образцы имели форму холловских мостиков с направлением между токовыми контактами  $\langle 110 \rangle$  и изготавливались в виде мезаструктур методом фотолитографии. Они имели размеры  $4 \times 0,8$  мм с расстоянием между боковыми контактами 1,2 мм. Проводились измерения температурных зависимостей удельного сопротивления и эффекта Холла в диапазоне 4–300 К в режиме постоянного тока ( $I = 10$  или 100 мкА в зависимости от сопротивления образцов) и вольт-амперных характеристик при 4,2 К в диапазоне напряжений 0–1000 В в импульсном режиме с длительностью импульса  $\sim 1$  мкс и периодом повторения не менее 1 с.

Конфигурацию исследованных структур и их энергетический спектр электронов, рассчитанные по описанной выше процедуре, иллюстрирует рис. 3. Для обеих структур для простоты показаны только две нижних

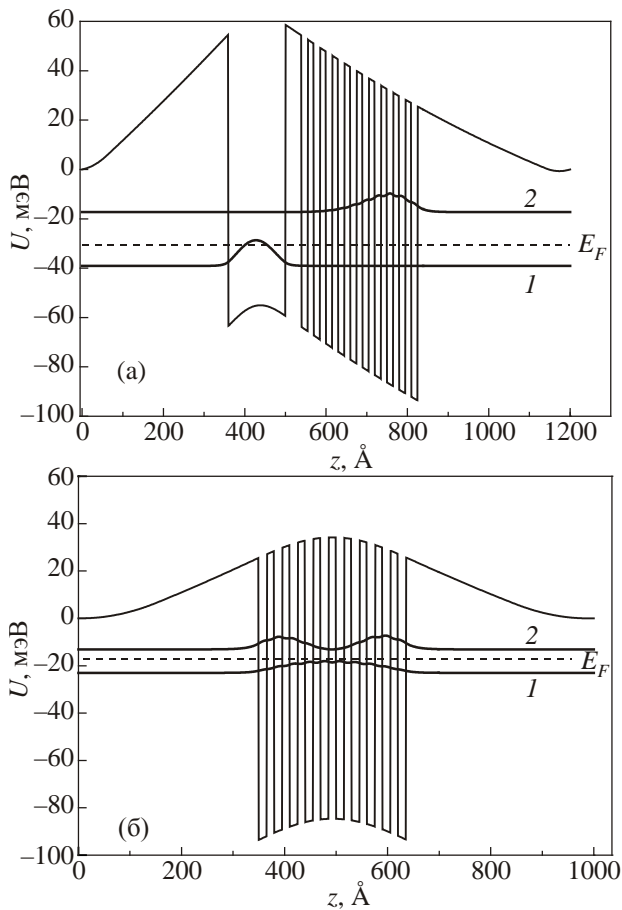


Рис. 3. Энергетический спектр электронов в образцах: с туннельно-связанной парой широкая квантовая яма — фрагмент сверхрешетки (а), только с фрагментом сверхрешетки (б). 1 и 2 — два нижних уровня размерного квантования (дно соответствующих подзон),  $E_F$  — уровень Ферми.  $N_S = 1,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  на период.

подзоны размерного квантования. Видно, что в обоих видах образцов при низких температурах электронами заполнена только одна нижняя подзона. Распределение электронной плотности в первом типе таково, что при низкой температуре практически все электроны находятся в широкой КЯ и отсутствуют в связанной сверхрешетке.

На рис. 4 приведены температурные зависимости холловской подвижности электронов в обоих видах образцов, определенной как  $\mu = R_{\text{Hall}} / \rho$  из измеренных температурных зависимостей коэффициента Холла и удельного сопротивления. Видно, что в диапазоне температур жидкого гелия подвижности образцов отличаются на порядок величины. Поскольку концентрация примеси и профиль легирования в структурах идентичны, это различие можно связать только с разным рассеянием на шероховатостях границ ям. При высоких температурах, где преобладает фононное рассеяние, эти зависимости сближаются.

На рис. 5 приведена вольт-амперная характеристика первого типа образцов, измеренная при 4,2 К. В облас-

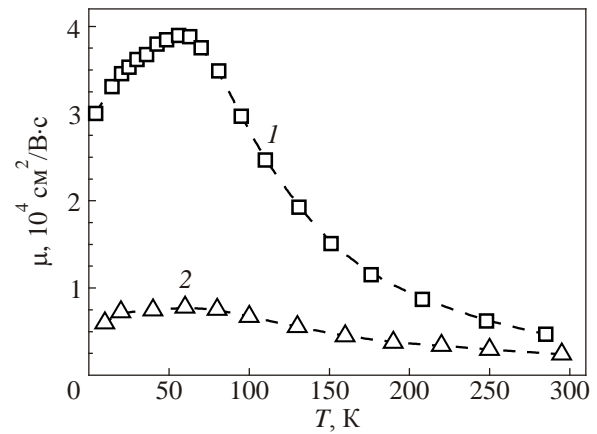


Рис. 4. Температурные зависимости подвижности в образцах с туннельно-связанной парой широкая квантовая яма–фрагмент сверхрешетки (1), только с фрагментом сверхрешетки (2).

ти до 100 В/см она практически линейна, а в больших полях резко сублинейна.

В дальнейшем анализе температурной зависимости подвижности электронов ограничимся диапазоном температур 4–70 К, в котором электроны в обоих типах образцов остаются только в нижней подзоне размерного квантования. Основными механизмами рассеяния электронов в этом диапазоне являются рассеяние на шероховатостях границ и рассеяние на ионизированной примеси. Небольшой вклад на верхней температурной границе дает рассеяние на акустических фоновых. На рис. 6 в этом температурном интервале показаны температурные зависимости экспериментально измеренной подвижности и рассчитанной численными методами с учетом указанных механизмов рассеяния. В расчетах для всех механизмов использованы известные выражения [12–15]. Видно, что экспериментальные значения хорошо согласуются с расчетными. В образце, содержащем короткопериодную сверхрешетку, подвижность электронов практически полностью определяется

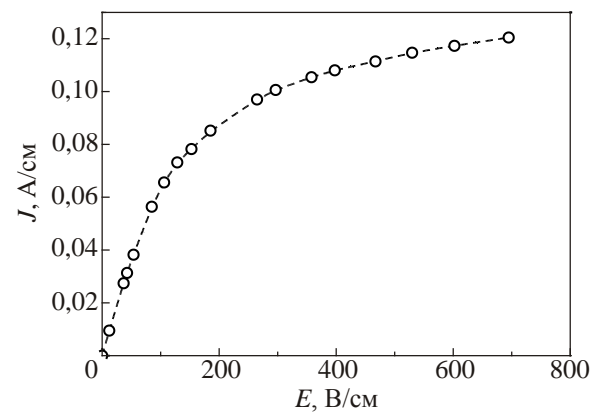


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика образца с туннельно-связанной парой широкая квантовая яма–фрагмент сверхрешетки.  $T = 4,2 \text{ К}$ . Величина плотности тока представлена в пересчете на один период структуры.

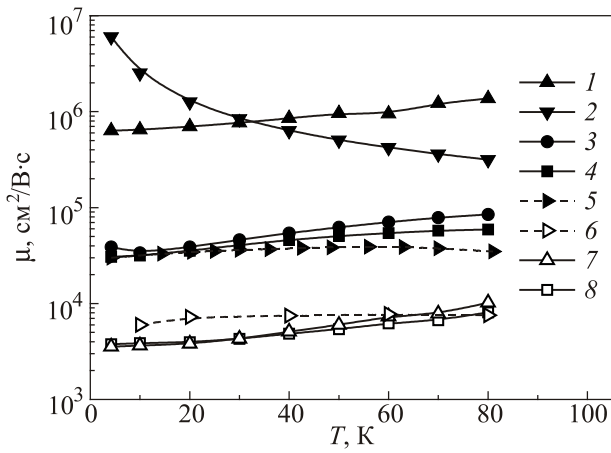


Рис. 6. Температурные зависимости подвижности в образце, содержащем квантовую яму ( $W = 140 \text{ \AA}$ ), туннельно-связанную с фрагментом короткопериодной сверхрешетки (1–5) и образце, содержащем только фрагмент сверхрешетки (6–8). 5 и 6 — эксперимент. 1–4 и 7, 8 — расчет для нижней подзоны размерного квантования: 1, 7 — рассеяние на шероховатостях границы, 2 — рассеяние на акустических фононах, 3 — примесное рассеяние, 4 и 8 — подвижность с учетом всех механизмов рассеяния.

только механизмом рассеяния на шероховатостях границ. Некоторое расхождение между экспериментом и расчетом, возможно, связано со способом определения результирующей величины  $\partial E / \partial L$  путем простого суммирования  $\partial E_i / \partial L$  по всем ямам в сверхрешетке.

В образце, в котором сверхрешетка туннельно связана с широкой квантовой ямой, низкотемпературная подвижность определяется примесным рассеянием электронов в нижней подзоне размерного квантования. Здесь, как видно на рис. 3(б), электроны пространственно сосредоточены только в широкой квантовой яме.

Высокая подвижность электронов в нижней подзоне размерного квантования первого типа образцов позволяет эффективно разогревать в ней электронный газ латеральным электрическим полем. Уже в слабых электрических полях (рис. 5) электроны в результате разогрева переходят во вторую подзону размерного квантования, в которой электроны пространственно сосредоточены в области сверхрешетки. Упрощенная оценка эффективности такого перераспределения проиллюстрирована на рис. 7, где вычисление концентраций электронов в подзонах проведено в предположении, что их подвижности не зависят от поля. Для электронов, находящихся в области сверхрешетки, это предположение достаточно хорошее, поскольку вероятность рассеяния на шероховатостях гетерограниц почти не зависит от температуры. В то же время для широкой КЯ такое предположение является очень грубым.

Аналогичный механизм перераспределения электронов между подзонами с отличающейся подвижностью

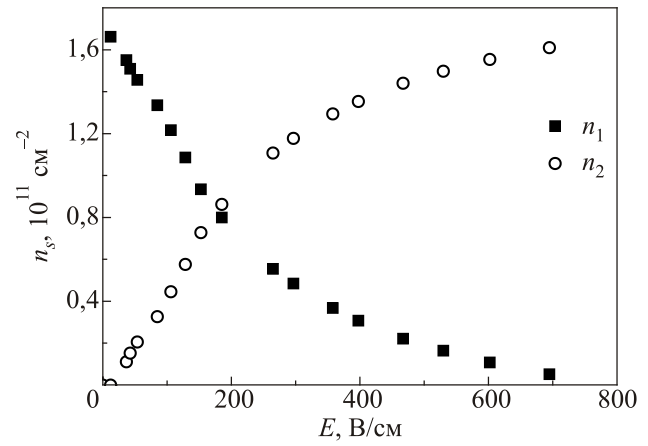


Рис. 7. Изменение концентраций электронов в первой и второй подзонах размерного квантования с электрическим полем.

электронов в связанных КЯ был предложен ранее в случае, когда одна из связанных ям имеет меньшую ширину и при этом дельта-легирована в область ямы [1]. Экспериментально этот механизм был исследован в [16] в гетероструктурах GaAs/InGaAs/GaAs с КЯ, дельта-легированными мелкой примесью Si, и было установлено, что ВАХ таких структур в сильных латеральных электрических полях имеет сублинейность, которая обусловлена неравновесным пространственным перераспределением горячих электронов в область ямы с меньшей подвижностью электронов. Однако в гетероструктурах с дельта-легированными ямами сублинейность значительно слабее выражена, чем в структуре, рассмотренной в данной работе. Это можно объяснить тем, что в структурах с дельта-легированными КЯ достаточно сильно примесное рассеяние электронов в обеих связанных ямах из-за близкого расположения дельта-слоя примеси к электронам в них. В результате исходные подвижности в связанных ямах не очень сильно отличаются. В случае структуры со сверхрешеткой это отношение, как видно из расчета и экспериментальных результатов, значительно больше.

Что касается изменения энергии уровней размерного квантования при введении в область ямы узких барьеров, то этот факт подтверждается также результатами из других работ. Например, в [17] показано, что введение узкого барьера в КЯ псевдоморфных гетероструктур GaAs/InGaAs/GaAs приводит к сдвигу спектра фотолюминесценции в сторону больших энергий.

### Заключение

Введение узких барьеров внутрь квантовой ямы позволяет эффективно управлять подвижностью и энергетическим спектром электронов в яме. При низких температурах за счет механизма рассеяния на шероховатостях интерфейсов можно значительно уменьшить латеральную подвижность электронов. Такой меха-

низм изменения подвижности является более выгодным по сравнению с примесным рассеянием, поскольку «работает» только в той яме, в которой введены узкие барьеры, в то время как примесное рассеяние значительно уменьшает подвижность электронов и в других близко расположенных каналах проводимости, таких как туннельно-связанные квантовые ямы. Введение узких барьеров также позволяет регулировать положение уровней размерного квантования в КЯ. Использование гетероструктур, содержащих туннельно-связанные ямы с разным расположением уровней и сильно различающейся подвижностью электронов, позволяет получить большую сублинейность вольт-амперной характеристики.

Авторы выражают благодарность проф. О.Г. Сарбею и В.Н. Порошину за обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке Государственной целевой научно-технической программы «Нанотехнологии и наноматериалы» на 2010-2014 гг.» (проект 1.1.7.18/13–Н-18) и гранта РФФИ (проект 13-02-97062p\_поволжье\_a).

1. V.Ya. Aleshkin, A.A. Andronov, A.V. Antonov, E.V. Demidov, A.A. Dubinov, V.I. Gavrilenko, D.G. Revin, B.N. Zvonkov, N.B. Zvonkov, E.V. Uskova, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, S.N. Danilov, I.E. Titkov, V.A. Shalygin, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, and V.M. Ustinov, *Proc. SPIE* **4318**, 192 (2001).
2. А. Шилена, Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене, И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, С.С. Пушкарев, Е.А. Климов, *ФТП* **47**, 348 (2013).
3. Z.S. Gribnikov, K. Hess, and G.A. Kozinovsky, *J. Appl. Phys.* **77**, 1337 (1995).
4. Н.В. Байдусь, А.А. Бирюков, П.А. Белевский, В.В. Вайнберг, А.В. Здравейцев, А.В. Иконников, А. Кудрин, А. Ластовкин, Д.С. Смотрин, В.Н. Порошин, *Нанофизика и наноэлектроника, Труды XV между. симпозиума*, Нижний Новгород (2011), с. 374.
5. H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, and T. Matsusue, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1934 (1987).
6. П-Но Ahn, G. Hugh Song, and Young-Dahl Jho, *Jpn. J. Appl. Phys.* **49**, 014102 (2010).
7. J.M. Li, J.J. Wu, X.X. Han, Y.W. Lu, X.L. Liu, Q.S. Zhu, and Z.G. Wang, *Semicond. Sci. Technol.* **20**, 1207 (2005).
8. Н.В. Байдусь, В.В. Вайнберг, Б.Н. Звонков, А.С. Пилипчук, В.Н. Порошин, О.Г. Сарбей, *ФТП* **46**, 649 (2012).
9. N. Balkan, B.K. Ridley, and J.S.Roberts, *Superlattices and Microstructures* **5**, 539 (1989).
10. T. Ruf and M. Cardona, *Phys. Rev. B* **41**, 10747 (1990).

11. Naresh Chand, Tim Henderson, John Klem, W. Ted Masselink, Russ Fischer, Yia-Chung Chang, and Hadis Morkoc, *Phys. Rev. B* **30**, 4481 (1984).
12. U. Penner, H. Rucker, and I.N. Yassievich, *Semicond. Sci. Technol.* **13**, 709 (1998).
13. B. Laikhtman and R.A. Kiehl, *Phys. Rev. B* **47**, 10515 (1993).
14. D. Zanato, S. Gokden, N. Balkan, B.K. Ridley, and W.J. Schaff, *Semicond. Sci. Technol.* **19**, 427 (2004).
15. T. Ando, A.B. Fowler, and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
16. P.A. Belevskii, V.V. Vainberg, M.N. Vinoslavskii, A.V. Kravchenko, V.N. Poroshin, and O.G. Sarbey, *Ukr. J. Phys.* **54**, 117 (2009).
17. V.A. Kulbachinskii, I.S. Vasil'evskii, R.A. Lunin, G. Galistu, A de Visser, G.B. Galiev, S.S. Shirokov, and V.G. Mokev, *Semicond. Sci. Technol.* **22**, 222 (2007).

### Influence of narrow inner barriers on low-temperature lateral conduction in quantum wells

V.V. Vainberg, A.S. Pylypchuk, N.V. Baidus, and A.A. Birukov

The electron energy spectrum in a wide quantum well with different number of narrow barriers in it has been calculated. It is shown that the size quantization levels are raised in energy with inserting such barriers. After a maximum filling of the quantum well by narrow barriers and the formation of a short-period superlattice fragment the wave functions envelop of the electrons at the size quantization levels are close in shape to those in a usual quantum well. In that case the scattering by heterojunctions surface roughness becomes more intensive. The low-temperature lateral conduction both in the quantum well which is tunnel-coupled with a 10-well short-period superlattice and in the superlattice has been investigated experimentally. The obtained results agree sufficiently well with model calculations and show a new possibility to create parallel conducting channels with different electron mobility.

PACS: 73.21.Cd Superlattices;  
73.21.Fg Quantum wells;  
72.80.Ey III–V and II–VI semiconductors;  
73.63.Hs Quantum wells.

Keywords: heterostructures, superlattice, quantum wells, lateral conduction.