

Латеральный электронный транспорт в короткопериодных сверхрешетках InAs/GaAs на пороге образования квантовых точек

© В.А. Кульбачинский, Р.А. Лунин, В.А. Рогозин, В.Г. Мокеров, Ю.В. Федоров, Ю.В. Хабаров, Е. Нарюми*, К. Киндо*, А. де Виссер†

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

* Университет Осака, Япония

† Институт Ван-дер-Ваальса, Университет Амстердама, Нидерланды

(Получена 8 апреля 2002 г. Принята к печати 9 апреля 2002 г.)

Исследованы температурные зависимости сопротивления в интервале температура $0.7 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$, эффект Холла и эффект Шубникова–де-Гааза в магнитных полях до 40 Тл, фотолюминесценция и морфология гетерограницы (с помощью атомного силового микроскопа) короткопериодных сверхрешеток InAs/GaAs в области дикритической и критической толщины $Q = 2.7$ монослоев (МС) InAs, при превышении которой начинается процесс самоорганизованного роста квантовых точек InAs. Формирование слоев квантовых точек при превышении критической концентрации InAs $Q = 2.7$ МС сопровождается переходом в проводимости от металлической к прыжковой. Установлено, что при толщинах InAs $Q = 0.33$ и $Q = 2.0$ МС интенсивность фотолюминесценции и подвижности электронов в структурах имеют ярко выраженный максимум. Наблюдена анизотропия проводимости, зависящая от толщины слоев осажденного InAs.

1. Введение

В последние годы одним из важных направлений в фундаментальной и прикладной физике твердого тела является изучение процессов формирования наноструктур, образующихся путем реконструкции (самоорганизации) поверхности при гетероэпитаксиальном росте в рассогласованных по параметру решетки системах, например в парах полупроводников InAs/GaAs [1–4]. В результате таких процессов можно, например, получать структуры с квантовыми точками, изучение которых вызывает огромный научный интерес.

Процесс самоорганизованного роста квантовых точек InAs на поверхности GaAs начинается при превышении толщины InAs некоторого критического значения (обычно толщина InAs измеряется в величинах монослоев — МС). В то время как имеется большое число публикаций по изучению оптических свойств структур с квантовыми точками, электронные транспортные свойства структур InAs/GaAs в области критической и немного меньшей критической толщины InAs исследованы недостаточно.

В данной работе исследуется латеральный транспорт носителей тока в δ -легированных кремнием короткопериодных сверхрешетках InAs/GaAs, представляющих собой по сути квантовую яму, в области докритической и критической толщины слоев InAs, необходимой для образования квантовых точек.

2. Образцы

Исследованные образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (100). Каждый образец состоял из следующих слоев (считая от подложки): нелегированный буферный слой GaAs толщиной 1 мкм, короткопери-

одная сверхрешетка InAs/GaAs (подробное описание см. далее), нелегированный спейсер $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ толщиной 10 нм, δ -слой Si, слой $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ (35 нм) и защитный слой GaAs толщиной 6 нм (рис. 1).

Номинальная толщина Q слоев InAs в сверхрешетках различных образцов менялась от 0.33 до 2.7 МС, при этом пропорционально изменялась толщина P слоев GaAs от 1.7 до 13.5 МС, с тем чтобы сохранить средний состав сверхрешетки эквивалентным твердому раствору $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$. Такие узкие барьеры GaAs являются прозрачными и, как будет видно из дальнейшего изложения, сверхрешетка представляет собой квантовую яму. Нецелое число монослоев означает, что InAs (или GaAs) на поверхности структуры распределяется неравномерно, образуя, кроме целого слоя, отдельные островки. В зависимости от толщины слоев изменялось количество периодов решетки от 24 до 3 периодов так, чтобы полная толщина сверхрешетки составляла 14 нм во всех образцах. Все сверхрешетки выращивались при темпе-

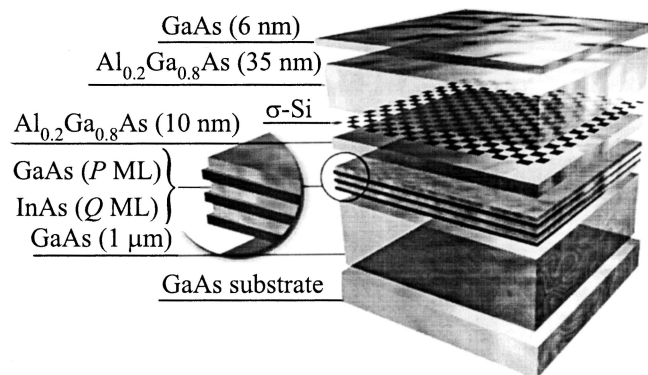


Рис. 1. Схематическое изображение структуры образцов. P и Q — толщины GaAs и InAs в монослоях (ML) соответственно.

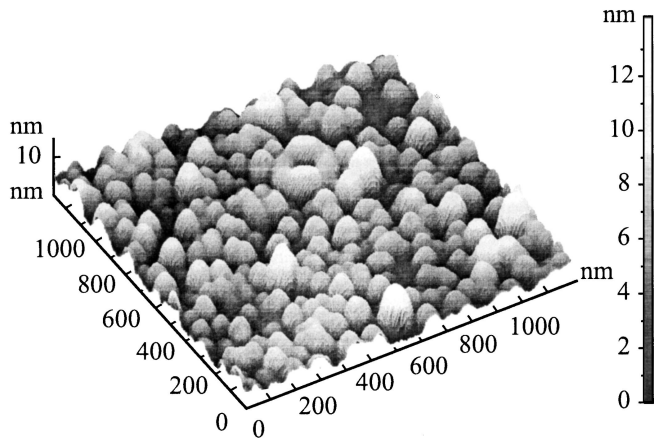


Рис. 2. Изображение, полученное атомным силовым микроскопом со структуры с квантовыми точками (образец 8) после селективного стравливания верхнего слоя.

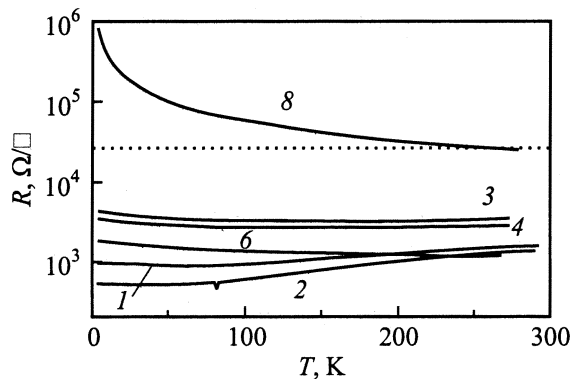


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивлений R на квадрат для образцов 1–6 с короткопериодными сверхрешетками и образца 8, содержащего слой квантовых точек. Горизонтальная пунктирная прямая соответствует значению h/e^2 . Номера у кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

ратуре $T = 490^\circ\text{C}$, остальные слои — при $T = 590^\circ\text{C}$. После осаждения каждого слоя InAs осуществлялось 30-секундное прерывание роста. Всего исследовано 8 образцов. Некоторые параметры образцов приведены в таблице.

Для сравнения была выращена структура (образец 1) с одиночной квантовой ямой, в которой вместо сверхрешетки был сформирован слой твердого раствора $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$, имеющий такую же толщину — 14 нм.

Данные фотолюминесценции (см. далее разд. 3.3) и полученные на атомном силовом микроскопе показали, что при превышении толщины слоев InAs $Q = 2.7\text{MC}$ происходит образование квантовых точек. На рис. 2 дано изображение, полученное при помощи атомного силового микроскопа на образце 8 после селективного стравливания верхних слоев. Отчетливо видны островки арсенида индия — квантовые точки.

В работе исследован латеральный электронный транспорт, т.е. вдоль слоев сверхрешеток. Для измерения анизотропии сопротивления и магнетосопротивления образцы приготавливались в виде двойного холловского моста L-формы методом фотолитографии. Сопротивление структур измерялось одновременно для тока текущего вдоль направления $[110]$ и вдоль направления $[\bar{1}10]$. Магнетосопротивление и эффект Холла при низких температурах в магнитных полях до 8 Тл измерялись в сверхпроводящем соленоиде. Для измерений в магнитных полях до 40 Тл использовалась установка импульсных магнитных полей Амстердамского университета.

3. Результаты измерений и их обсуждение

3.1. Температурные зависимости сопротивления

Проводимость образцов с короткопериодными сверхрешетками исследовались в диапазоне температур от комнатной до 70 мК (рис. 3). Для образцов с номинальной толщиной InAs $Q \leq 2.0\text{MC}$ характерна металлическая зависимость сопротивления от температуры, а в области низких температур наблюдается логарифмическое убывание проводимости, характерное для режима слабой локализации носителей тока [5]. Абсолютное значение удельного сопротивления этих образцов во всем исследованном диапазоне температур было существенно меньше значения h/e^2 , условно разделяющего двумерный металл и изолятор. На рис. 4 в качестве примера представлены зависимости проводимости от температуры для образцов 2 и 4. При логарифмическом масштабе по температуре на рис. 4 отчетливо различимы линейные участки для каждой кривой при понижении

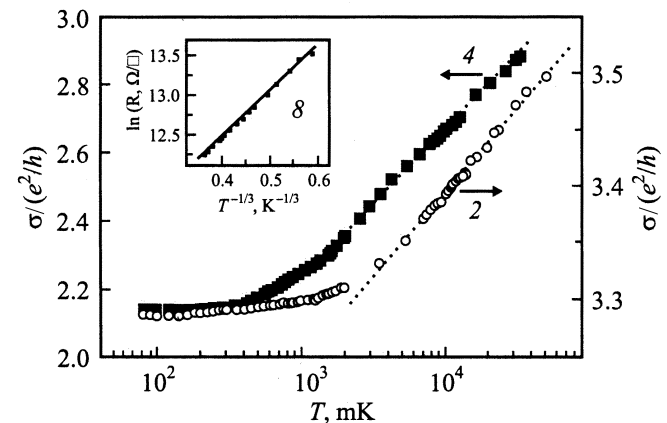


Рис. 4. Проводимость σ образцов 2 и 4 в единицах минимальной металлической проводимости e^2/h при низких температурах. На вставке — зависимость сопротивления R от температуры T образца 8 в координатах, соответствующих закону Мотта. Номера у кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

Характеристики исследованных образцов

Образец	Q , МС	P , МС	Число периодов N	$h\nu_2, h\nu_1$,	$\Delta(h\nu_{\max})$,	$E_1 - E_0$,	n_H ,	n ,	μ_H ,
				эВ	мэВ	мэВ			
				эксперимент		расчет			
1	Квантовая яма $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$			1.434, 1.375	59	50	8.1	8.3	8100
2	0.33	1.7	24	1.419, 1.367	52	54	11.5	—	9400
3	0.67	3.4	12	1.411, 1.369	42	52	7.2	7.0	2060
4	1.00	5.0	8	1.411, 1.370	41	53	7.3	8.7	2450
5	1.33	6.7	6	1.418, 1.374	44	52	8.66	—	4220
6	1.58	8.0	5	1.404, 1.368	36	52	6.8	9.3	4910
7	2.00	10.0	4	1.406, 1.356	50	51	10.4	—	7060
8	2.70	13.5	3	1.390, 1.265	125	—	1.52	—	50

Примечание. Q, P — количество монослоев InAs и GaAs в единицах монослоев, $h\nu_1, h\nu_2$ — значения энергии максимумов спектра фотолуминесценции $h\nu_{\max}$ (измеренные при $T = 77 \text{ K}$), $\Delta(h\nu_{\max})$ — разница между пиками фотолуминесценции, $E_1 - E_0$ — расчетная разница между электронными уровнями энергии, n_H — холловская концентрация, n — полученная из эффекта Шубникова-де-Гааза концентрация электронов, μ_H — холловская подвижность (измеренные при $T = 4.2 \text{ K}$).

температуры до $\sim 2 \text{ K}$. При температурах $T < 1 \text{ K}$ проводимость сверхрешеток с номинальной толщиной InAs $Q \leq 2.0 \text{ МС}$ выходит на насыщение (см. рис. 4).

Сопротивление образца 8 во всем диапазоне исследованных температур лежало выше значения h/e^2 и возрастало при понижении температуры. При температурах ниже 20 K оно хорошо аппроксимировалось функцией, соответствующей закону Мотта для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в двумерном случае $\rho = \rho_0 \exp[(T_0/T^{1/3})]$ [6] (см. вставку на рис. 4). Параметр T_0 для образца 8 равен $\sim 200 \text{ K}$. Этот параметр связан с плотностью состояний на уровне Ферми и радиусом локализации как $T_0 = C(g_{E_F} a^2)^{-1}$, где $C = 13.8$ — численный коэффициент. Получающийся таким образом из экспериментальных данных радиус локализации a равен примерно 53 нм . Итак, переход от короткопериодной сверхрешетки к слоям квантовых точек при превышении критической концентрации InAs сопровождается переходом в проводимости от металлической к прыжковой.

3.2. Магнетосопротивление, эффект Шубникова-де-Гааза

В слабых магнитных полях при температуре жидкого гелия все образцы демонстрировали отрицательное магнетосопротивление. Для образцов с $Q \leq 2.0 \text{ МС}$ наблюдался характерный для слабой локализации вначале квадратичный, а затем логарифмический характер зависимости отрицательного магнетосопротивления от магнитного поля [5].

В более сильных магнитных полях в образцах 1–7 с $0 \leq Q \leq 2.0 \text{ МС}$ наблюдался эффект Шубникова-де-Гааза. На рис. 5 в качестве примера представлены зависимости магнетосопротивления R_{xx} и холловского сопротивления R_{xy} образцов 4 ($Q = 1 \text{ МС}$) и 6 ($Q = 1.58 \text{ МС}$) в полях до 40 Тл . Для обоих образ-

цов хорошо различимы плато на зависимости R_{xy} от магнитного поля соответствуют факторам заполнения уровней Ландау $\nu = 1, 2$ и 3. На вставках к рис. 5, *a, b* приведены спектры Фурье осцилляций Шубникова-де-Гааза для тех же образцов. Наличие в спектрах Фурье одного максимума говорит о том, что в исследуемых образцах заполнена одна подзона размерного квантования. Значения концентраций электронов n , полученные

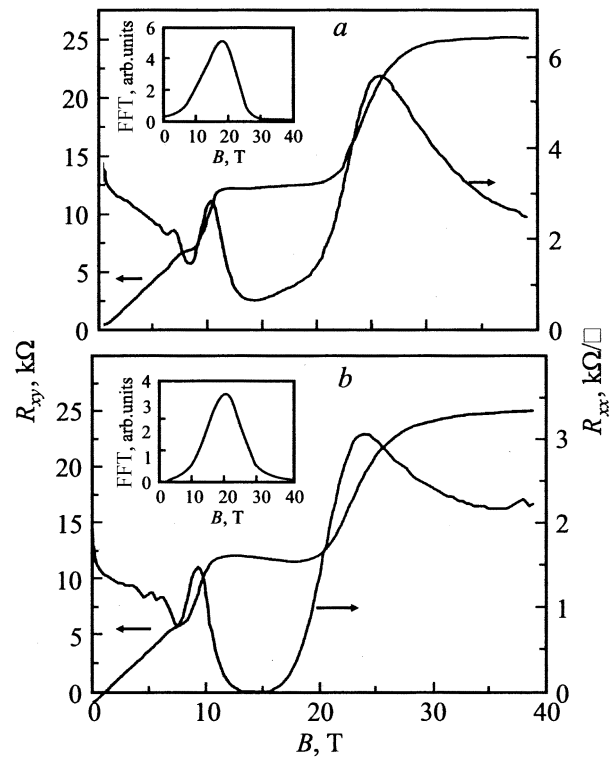


Рис. 5. Поперечное магнетосопротивление R_{xx} и холловское сопротивление R_{xy} образцов 4 (*a*) и 6 (*b*) при $T = 4.2 \text{ K}$. Номера у кривых соответствуют номерам образцов в таблице. На вставках показаны соответствующие спектры Фурье.

на основании данных осцилляций Шубникова–де-Гааза, приведены в таблице наряду со значениями концентраций n_H и подвижностей μ_H , полученных из данных по эффекту Холла в слабых магнитных полях.

3.3. Фотолюминесценция и энергетический спектр

На рис. 6 приведены спектры фотолюминесценции образца 1 (содержащего одиночную квантовую яму $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$) и шести образцов со сверхрешетками, расположенными по степени возрастания толщины слоев InAs от $Q = 0.33$ ML до $Q = 2.7$ ML.

Как видно из рис. 6, спектры фотолюминесценции образца с одиночной квантовой ямой и образцов со сверхрешетками, содержащими слои InAs толщиной $Q \leq 2$ ML, имеют сходную форму. Их спектры содержат по 2 выраженных пика. Первый, низкоэнергетический, с энергией перехода $h\nu_1$, лежащий в диапазоне 1.356–1.375 эВ, и второй, высокоэнергетический, с энергией перехода $h\nu_2$, лежащий в диапазоне 1.404–1.434 эВ (см. таблицу). Интенсивность первого пика для всех образцов больше интенсивности второго пика.

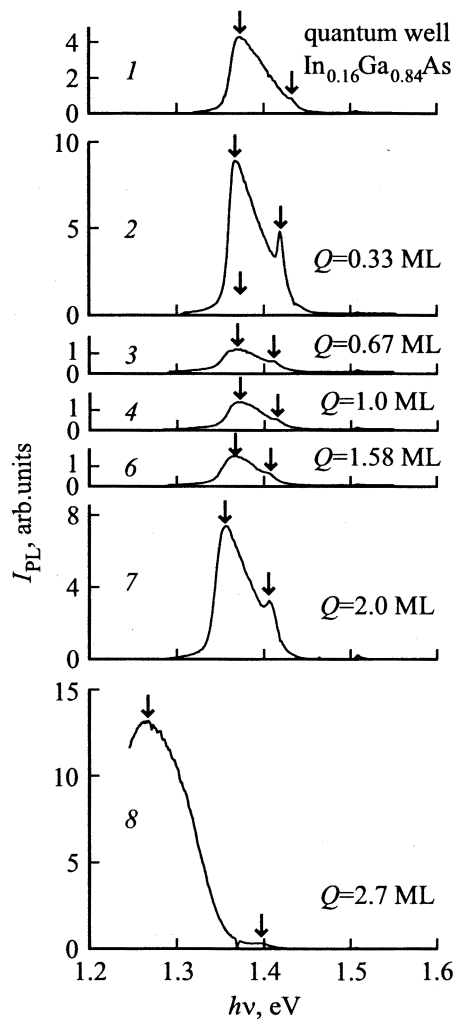


Рис. 6. Спектры фотолюминесценции исследованных структур, отличающихся номинальной толщиной Q слоев InAs. Масштаб оси интенсивности фотолюминесценции I_{PL} одинаков для всех рисунков. Номера рисунков соответствуют номерам образцов в таблице. $T = 77$ К.

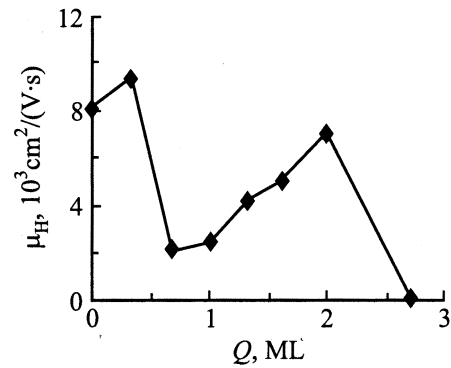


Рис. 7. Зависимость холловской подвижности μ_H от толщины слоев InAs (Q) при температуре $T = 4.2$ К. Величина $Q = 0$ ML соответствует образцу 1.

При достижении слоями InAs номинальной толщины $Q = 2.7$ ML (образец 8) в спектре фотолюминесценции происходят радикальные изменения (см. рис. 6). В низкоэнергетической области возникает новая широкая и интенсивная полоса с максимумом при $h\nu = 1.265$ эВ. Согласно работе [1], такого рода изменения в спектре являются характерной чертой совершившегося перехода от двумерного роста слоя InAs к трехмерному росту, приводящему к формированию квантовых точек. Согласно результатам работы [7], положение этого пика в спектре фотолюминесценции позволяет произвести оценку размеров квантовых точек. В нашем случае такая оценка дает размер основания квантовой точки приблизительно 26 нм.

В таблице приведены также значения подвижности μ_H электронов в исследованных образцах, полученные из эффекта Холла. Очевидно, что изменение холловской подвижности при увеличении толщины Q слоев InAs соответствует зависимости интенсивности фотолюминесценции I_{PL} от Q : подвижность для образца с $Q = 0.33$ ML максимальна — $\mu_H = 9400 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{c})$, затем при $Q = 0.67$ ML подвижность уменьшается до значения $2450 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{c})$ и затем растет, достигая при $Q = 2.0$ ML значения $7060 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{c})$ (рис. 7). В образце 1 (с квантовой ямой $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$) $\mu_H = 8100 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{c})$.

Полученные результаты позволяют предположить следующее. В образце 1, содержащем напряженную квантовую яму $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$, структура достаточно однородна и подвижность носителей тока определяется рассеянием, характерным для сплавов, и упругими напряжениями из-за несоответствия межатомных расстояний в GaAs и $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$ [8]. В образце 2 количество InAs составля-

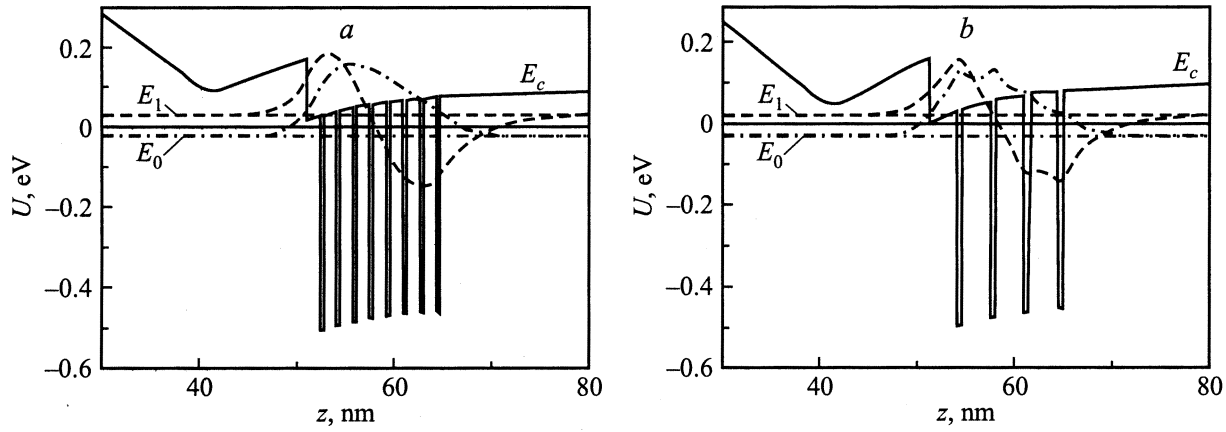


Рис. 8. Расчетный профиль дна зоны проводимости (E_c), положения нижних электронных уровней E_0 (штрихпунктирная линия) и E_1 (штриховая линия), а также профили соответствующих волновых функций для образцов 4 (a) и 7 (b); z — расстояние от поверхности образца. Уровень Ферми проведен сплошной горизонтальной прямой.

ет менее одного монослоя ($Q = 0.33$ МС) и напряжения, вызванные несоответствием периодов кристаллических решеток InAs и GaAs, малы, в связи с чем происходит их релаксация на малых расстояниях. В образовавшейся в результате квантовой ямы процессы рассеяния и безызлучательной рекомбинации уменьшаются, подвижность носителей тока и интенсивность фотолюминесценции в этом образце максимальны. При достижении толщины слоев InAs $Q = 0.67$ МС упругие напряжения становятся больше, что, вероятно, вызывает флуктуации потенциального рельефа и снижает подвижность. Дальнейшее увеличение толщины слоев InAs позволяет постепенно уменьшать величину упругих напряжений и вызываемые ими флуктуации, так как наблюдается рост подвижности и интенсивности спектров фотолюминесценции с увеличением толщины слоев InAs. Радикальная перестройка формы спектра фотолюминесценции при достижении слоями InAs номинальной толщины $Q = 2.7$ МС (образец 8) свидетельствует об образовании квантовых точек InAs. Низкая концентрация свободных носителей тока в этом образце объясняется локализацией (см. выше) значительной части электронов в образовавшихся массивах квантовых точек, следствием чего является предельно низкая холловская подвижность в этом образце. Все это и приводит к немонотонной зависимости интенсивности фотолюминесценции и холловской подвижности электронов от толщины слоев InAs.

Для всех образцов был выполнен расчет энергетического спектра и волновых функций электронов методом самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона [9,10]. В уравнении Шредингера

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

потенциальная энергия является суммой $U(z) = U_H(z) + \Delta U_c + U_{xc}(z)$. $U_H(z)$ — электростатическая потенци-

альная энергия, определяемая из уравнения Пуассона

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

где $N(z)$ — объемная концентрация ионизированных доноров,

$$n(z) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \sum_i (E_F - E_i) \theta(E_F - E_i) |\psi_i(z)|^2 \quad (3)$$

— концентрация электронов при $T = 0$ К, $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда. ΔU_c — скачок дна зоны проводимости на границе гетероперехода, U_{xc} — обменно-корреляционный потенциал [11]

$$U_{xc} = - \left[1 + 0.0545 r_s \ln \left(1 + \frac{11.4}{r_s} \right) \right] \frac{2}{\pi \alpha r_s} \text{Ry}^*, \quad (4)$$

где

$$\alpha = \left(\frac{4}{9\pi} \right)^{1/3}, \quad r_s = \left(\frac{4\pi a_B^3 n(z)}{3} \right)^{-1/3},$$

$$a_B^* = \frac{4\pi \epsilon_0 \epsilon \hbar^2}{m^* e^2}, \quad \text{Ry}^* = \frac{e^2}{8\pi \epsilon_0 \epsilon a_B^*}. \quad (5)$$

В расчетах разрывы зон между GaAs и напряженным InAs принимались равными $\Delta U_c = 535$ мэВ и $\Delta U_v = 385$ мэВ [12] для дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно. Величина эффективной массы электронов для напряженных слоев InAs в сверхрешетках считалась равной $m_c^{\text{st}} = 0.0365 m_0$ [13].

На рис. 8 в качестве примера представлены расчетные профили дна зоны проводимости (E_c), положения двух нижних электронных уровней и профили волновых функций для образцов 4 и 7. В качестве начала отсчета энергии взята энергия Ферми. Во всех образцах заполненными электронами оказались только нижние электронные уровни, что соответствует данным, полученным из эффекта Шубникова-де-Гааза. Рассчитанная

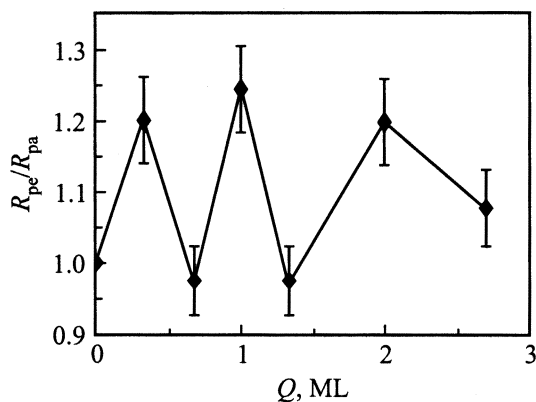


Рис. 9. Зависимость отношения сопротивления в направлении $[\bar{1}10]$ (R_{pe}) к сопротивлению в направлении $[110]$ (R_{pa}) от толщины слоев InAs (Q). Величина $Q = 0$ МС соответствует образцу 1.

разница между энергиями первого и второго электронного уровня приведена в таблице. Следует отметить, что расчетная разница между энергиями электронных уровней близка к разнице между наблюдаемыми пиками фотолюминесценции, что указывает на то, что в наблюдаемых переходах действительно участвуют первая и вторая электронные подзоны размерного квантования.

Форма волновых функций в сверхрешетке (во всех образцах) напоминает форму волновых функций для одной потенциальной ямы $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$ и отличается от нее модуляцией, коррелирующей с профилем дна зоны проводимости сверхрешетки. Это показывает, что короткопериодная сверхрешетка представляет собой по сути квантовую яму с модуляциями профиля.

3.4. Анизотропия проводимости

Во всех образцах, за исключением образца 1, наблюдалась анизотропия сопротивлений. На рис. 9 представлена зависимость отношения сопротивления в направлении $[\bar{1}10]$ к сопротивлению в направлении $[110]$ от толщины Q слоев InAs (разброс коэффициента анизотропии для серии образцов с одинаковым Q составляет менее 10%). Анизотропия сопротивлений коррелирует с асимметрией распределения дислокаций [14]. Анизотропия проводимости в системе двумерных электронов типична для структур с предпочтительным ростом осаждаемого материала в одном направлении [15]. Зависимость анизотропии от толщины слоев InAs показывает, что островковый рост, который ведет к анизотропии проводимости, зависит от количества осаждаемого InAs.

4. Заключение

В работе исследована фотолюминесценция, температурные зависимости сопротивления и эффект Шубникова-де-Гааза в интервале температур

$0.07 < T < 300$ К в магнитных полях до 40 Тл в короткопериодных сверхрешетках InAs/GaAs, представляющих собой квантовые ямы. Квантовую яму $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$ можно вырастить в виде твердого раствора или последовательным осаждением долей слоев InAs и GaAs. В последнем случае при определенной толщине осажденного InAs, а именно при $Q = 0.33$ и $Q = 2.0$ монослоя, интенсивность фотолюминесценции, а также подвижность электронов в структурах имеют ярко выраженный максимум, что, вероятно, связано с более эффективной релаксацией напряжения по сравнению с образцами с другими значениями Q . Наблюдается анизотропия проводимости, зависящая от толщины слоев осажденного InAs.

Установлено, что существует критическая концентрация InAs ($Q = 2.7$ монослоя), выше которой в слоях образуются квантовые точки. Образование квантовых точек приводит к резкому падению холловской подвижности электронов и сдвигу максимума спектра фотолюминесценции. Переход от короткопериодной сверхрешетки к слоям квантовых точек при превышении критической толщины InAs сопровождается переходом в проводимости от металлической к прыжковой с переменной длиной прыжка.

Работа поддержана РФФИ, грант 00-02-17493 и проектом Министерства промышленности и науки.

Список литературы

- [1] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин и др. ФТП, **32**, 385 (1998) [Semiconductors, **32**, 343 (1998)].
- [2] D. Bimberg, M. Grundman, N.N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures* (John Wiley & Sons Ltd, West Sussex, England, 1998).
- [3] P.W. Fry, I.E. Itskevich, D.J. Mowbray et al. Phys. Rev. Lett., **84**, 733 (2000).
- [4] A.D. Yoffe. Adv. Phys., **50**, 1 (2001).
- [5] Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **23** (1), 3 (1989) [Sov. Phys. Semicond., **23** (1), 1 (1989)].
- [6] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [7] J.-Y. Marzin, J.-M. Gérard, A. Israël, D. Barrier, G. Bastard. Phys. Rev. Lett., **73**, 716 (1994).
- [8] V.A. Kulbachinskii, V.G. Kytin, T.S. Babushkina, I.G. Malkina, A. de Visser, B.N. Zvonkov. J. Low Temp. Phys., N 5/6, 499 (1996).
- [9] T. Ando. J. Phys. Soc. Jap., **51**, 3893 (1982).
- [10] В.А. Кульбачинский, Р.А. Лунин, В.Г. Кытин, А.С. Бугаев, А.П. Сеничкин. ЖЭТФ, **110**, 1517 (1996) [JETP, **83**, 841 (1996)].
- [11] Н. Марч, В. Кон, П. Вашишта, С. Лундквист и др. *Теория неоднородного электронного газа* (М., Мир, 1987).
- [12] J. Brübach, A.Yu. Silov, J.E.M. Haverkort, W. Vleuten, J.H. Wolter. Phys. Rev. B, **59**, 10 315 (1999).
- [13] Y. Foulon, C. Priester. Phys. Rev. B, **44**, 5889 (1992).

- [14] T. Schweizer, K. Kohler, W. Rothmund, P. Ganser. Appl. Phys. Lett., **59**, 2736 (1991).
- [15] А. де Виссер, В.И. Кадушкин, В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, А.П. Сеничкин, Е.Л. Шангина. Письма ЖЭТФ, **59**, 339 (1994).

Редактор Т.А. Полянская

Lateral electron transport in short period InAs/GaAs superlattices near the quantum dot formation

V.A. Kulbachinskii, R.A. Lunin, V.A. Rogozin,
V.G. Mokerov, Yu.V. Fedorov, Yu.V. Khabarov,
Y. Narumi*, K. Kindo*, A. de Visser†

Moscow State University,
119899 Moscow, Russia

* Osaka University, Japan

† Van der Waals–Zeeman Institute,
University of Amsterdam, The Netherlands

Abstract Temperature dependences of resistance in the temperature interval $0.07 < T < 300$ K, the Hall effect and the Shubnikov de Haas effect in magnetic field up to 40 T, photoluminescence and morphology of the heterojunction (with the help of Atomic Force Microscope) have been investigated in the short period InAs/GaAs superlattices near the critical value $Q = 2.7$ ML of InAs, above which the selforganizing growth of quantum dots starts. Forming of quantum dot layers above the critical value of InAs ($Q = 2.7$ ML) leads to the transition in the conductivity from the metallic type to the hopping conductivity. It was found that at the thickness of InAs $Q = 0.33$ ML and $Q = 2.0$ ML the intensity of the photoluminescence and mobility of electrons in the structures have a maximum. The anisotropy of conductivity was observed which depended on the thickness of deposited InAs.