

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТРАНСПОРТ И ЗАМОРОЖЕННАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В СЛОЯХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В СТРУКТУРАХ InAs/GaAs

*В. А. Кульбачинский**, *Р. А. Лунин*, *В. Г. Кытин*,
А. В. Голиков, *А. В. Демин*, *В. А. Рогозин*

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

Б. Н. Звонков, *С. М. Некоржин*, *Д. О. Филатов*

*Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета
603600, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 14 февраля 2001 г.

Исследована проводимость слоев квантовых точек в структурах InAs/GaAs в диапазоне температур от 300 до 0.05 К в темноте и при различных режимах подсветки в магнитных полях до 6 Тл. В зависимости от исходной концентрации носителей тока проводимость исследованных структур варьировалась от металлической (наблюдался эффект Шубникова–де Гааза) до прыжковой. При низких температурах наблюдался переход температурной зависимости сопротивления от подчиняющейся закону Мотта к отвечающей закону Шкловского–Эфроса для прыжковой проводимости при наличии кулоновской щели в плотности состояний. Исследована проводимость образцов при освещении с длиной волны $\lambda = 791$ нм и $\lambda > 1120$ нм. Во всех образцах при температуре $T < 250$ К наблюдалась положительная замороженная фотопроводимость. Структуры исследовались также с помощью фотолюминесценции и атомного силового микроскопа.

PACS: 71.30.+h, 72.20.-i, 73.61.-r, 78.60.-b

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы структуры с квантовыми точками вызывают огромный научный интерес (см., например, [1–4]). Это связано, в первую очередь, с возможностью изучения в таких структурах фундаментальных физических эффектов, например процессов локализации и рассеяния носителей тока [5, 6], оптических свойств [7, 8]. Самостоятельный интерес представляют процессы роста и энергетический спектр [9–12]. Помимо научного значения системы с квантовыми точками очень перспективны для практического использования в полупроводниковых лазерах, транзисторах, элементах памяти [13].

Одним из перспективных методов роста систем

с квантовыми точками является самоорганизация квантовых точек InAs при высаживании InAs на GaAs подложку, вызванная несоответствием периодов их кристаллических решеток, причем можно использовать как молекулярно-лучевую эпитаксию, так и газофазную эпитаксию из металлоорганических соединений (МОС-гидридную эпитаксию) (см. [3, 12, 14] и ссылки в этих работах). Изменяя условия роста, можно менять размеры и плотность точек в слое. Свойства слоев квантовых точек сильно зависят от их распределения по поверхности и размеров. Один из способов уменьшения разброса положения и размеров квантовых точек — выращивание точек на vicinalных гранях полупроводника [15].

На сегодняшний день наиболее широко представлены исследования оптических свойств кванто-

*E-mail: kulb@mig.phys.msu.ru

вых точек, транспорт носителей тока в структурах с квантовыми точками гораздо менее исследован. Кроме того, в большинстве случаев исследуются структуры, в которых концентрация квантовых точек мала, для того чтобы обеспечить достаточное перекрытие волновых функций носителей, локализованных в соседних квантовых точках. В таких структурах слои квантовых точек не участвуют в проводимости непосредственно, однако могут влиять (как искусственные рассеивающие центры) на проводимость соседних двумерных слоев [16, 17].

В данной работе исследована проводимость в диапазоне температур от 300 до 0.05 К в темноте и при различных режимах подсветки в магнитных полях до 6 Тл в плоскости слоев квантовых точек, выращенных на вицинальных гранях, в InAs/GaAs-структурах. При небольшой концентрации носителей тока в таких структурах наблюдается прыжковая проводимость, при большой концентрации носителей тока в слоях квантовых точек, которая создается легированием, концентрация и подвижность носителей тока достаточны для наблюдения осцилляций магнитосопротивления — эффекта Шубникова–де Гааза.

2. ОБРАЗЦЫ

Структуры были выращены при атмосферном давлении с помощью МОС-гидридной эпитаксии при температуре 630°C на вицинальной полуизолирующей GaAs-подложке, т. е. разориентированной на 0.14° и 3° относительно плоскости (001) в направлении [110]. Схематический вид структуры представлен на рис. 1.

Образцы основной серии с одним слоем квантовых точек (2704, 2706, 2711, 2932) состоят (в направлении от подложки к поверхности) из слоя *i*-GaAs толщиной 0.45 мкм, δ -слоя Si, нелегированного слоя GaAs толщиной 18 нм, отделяющего изучаемый слой квантовых точек от легирующего дельта-слоя Si (спейсера), слоя квантовых точек InAs, GaAs толщиной 18 нм, δ -слоя Si и закрыты слоем GaAs толщиной 0.45 мкм. δ -слои Si необходимы, для того чтобы создать электронную проводимость в слоях квантовых точек. Предполагается, что наличие δ -слоев уменьшает влияние неравномерности распределения объемного заряда на границе с подложкой и на поверхности структур. При этом параметры структуры подобраны так, что электронные уровни в δ -слоях лежат существенно выше уровней в квантовых точках, с тем чтобы δ -слои не шунтиро-

Рис. 1. Схематическая структура образца с одним слоем квантовых точек

вали исследуемые точечные слои. В образце 2713, согласно данным фотолюминесценции (что обсуждается далее), слой квантовых точек не сформировался ввиду недостаточного количества осажденного индия.

Для того чтобы убедиться, что проводимость структур осуществляется по слоям квантовых точек, были выращены тестовые образцы (2712, 2715) без квантовых точек. Образцы 2699 и 2700 были выращены без δ -слоев. Вместо этого образец 2699 однородно легирован весь, за исключением спейсеров вблизи слоя квантовых точек, а образец 2700 содержит широкие (20 нм) области равномерного легирования. Также были выращены образцы 2933 и 2939 с двумя слоями квантовых точек, разделенных слоем GaAs толщиной 10 нм. В зависимости от уровня легирования можно получить различную концентрацию электронов в образцах. Ряд параметров исследованных образцов приведен в таблице. В работе исследовались образцы квадратной формы со сторонами вдоль направлений [110] и $[-110]$ (разориентация подложки приводит к формированию ступенек, ориентированных вдоль $[-110]$).

Кроме образцов с одним или двумя слоями квантовых точек для исследования прыжковой проводимости были изготовлены многослойные образцы *p*-

Таблица

Образец	Тип образца	Кол-во InAs, мс	E_{max} , эВ	ΔE , мэВ	Метод освещения	$N_H \cdot 10^{11}$, см ⁻²	$N_{SH} \cdot 10^{11}$, см ⁻²	μ_H , см ² /В·с
	Тестовый без квантовых точек				В темноте	2.7	—	290
2712		0	—	—	Фильтр 1	4.2	—	1010
<i>n</i> -тип					Фильтр 2	4.3	—	1340
	Тестовый без квантовых точек				В темноте	1.5	—	15
2715		0	—	—	Фильтр 1	3.9	—	300
<i>n</i> -тип					Фильтр 2	5.3	—	740
	Модулир. легир. 1 слой квантовых точек				В темноте	3.6	2.3	4900
2699		4.5	1.352	42	Фильтр 1	4	2.3	4900
<i>n</i> -тип			1.387	17	Фильтр 2	4.7	2.3	4900
	Модулир. легир. 1 слой квантовых точек				В темноте	2.5	2	6200
2700		3.3	1.398	19	Фильтр 1	3.4	2	6100
<i>n</i> -тип					Фильтр 2	3.7	2	6900
	Смачиваю- щий слой InAs				В темноте	1.4	—	200
2713		1.4	1.471	13	Фильтр 1	3.3	—	1580
<i>n</i> -тип					Фильтр 2	4.5	—	1990
	1 слой квантовых точек				В темноте	2.7	2.6	6300
2704		3.3	1.393	20	Фильтр 1	4.2	3.8	15900
<i>n</i> -тип					Фильтр 2	4.3	4.5	32000
	1 слой квантовых точек				В темноте	—	—	—
2706		3.3	1.400	19	Фильтр 1	1.9	—	900
<i>n</i> -тип					Фильтр 2	3.2	—	1200
	1 слой квантовых точек				В темноте	3	3.1	3400
2711		3.3	1.397	26	Фильтр 1	4.5	4.3	8200
<i>n</i> -тип					Фильтр 2	4.9	5.2	11300
	1 слой квантовых точек				В темноте	2.6	3.5	5700
2932		3.3	1.37	23	Фильтр 1	4.1	4.1	15500
<i>n</i> -тип					Фильтр 2	5.3	4.5	22700
	2 слоя квантовых точек				В темноте	6	4.5	22200
2933		3.3	1.362	26	Фильтр 1	6.2	4.5	23100
<i>n</i> -тип					Фильтр 2	6.9	4.6	23500
	2 слоя квантовых точек				В темноте	2.8	2.7	8700
2939		3.3	1.367	18	Фильтр 1	4.5	3.5	10500
<i>n</i> -тип					Фильтр 2	5.4	4.3	16600
1961 <i>p</i> -тип	10 слоев квантовых точек	2.5	1.36	22	В темноте	2.7	—	2700

Продолжение таблицы

1959 <i>n</i> -тип	10 слоев квантовых точек	2.3	1.38	24	В темноте	1.9	2.6	10500
1967 <i>n</i> -тип	12 слоев квантовых точек	2.1	1.41	26	В темноте	0.36	0.45	2400

Примечание. Параметры образцов: количество осажденного InAs, приходящегося на один слой (в единицах монослоя (мс) квантовых точек); значения максимумов спектров фотолюминесценции E_{max} и полуширины пиков ΔE , измеренных при $T = 77$ К; концентрации электронов N_H (в расчете на один слой) и N_{SH} , полученные соответственно по измерениям эффекта Холла и эффекта Шубникова–де Гааза; холловская подвижность μ_H в темноте и для двух типов освещения — с использованием кремниевого фильтра № 1 ($\lambda \geq 1120$ нм) и фильтра № 2 ($\lambda = 791 \pm 8$ нм) при $T = 4.2$ К.

и *n*-типов (см. таблицу). Образцы были выращены при атмосферном давлении МОС-гидридной эпитаксией при температуре 600–650°C на полуизолирующей GaAs-подложке, разориентированной на 3° относительно плоскости (001) в направлении [110]. Образец 1961 *p*-типа состоял из 10 периодов GaAs толщиной 0.1 мкм, δ -слоя углерода для создания дырок в слоях квантовых точек, спейсера GaAs толщиной 5–6 нм и 10 слоев квантовых точек InAs. Сверху структуры закрывались слоем GaAs толщины 0.1 мкм. Большое количество одинаковых слоев квантовых точек можно рассматривать как параллельно включенные сопротивления, такие образцы были синтезированы с целью уменьшить высокое сопротивление структур, состоящих из одного слоя, для измерений сопротивлений при низких и сверхнизких температурах.

Процесс роста и образцы исследовались с помощью атомного силового микроскопа. На рисунке 2 показана топография эпитаксиального слоя GaAs. Видна система макроступеней роста. На рисунке 3 приведено изображение структуры с квантовыми точками InAs под покровным слоем GaAs толщиной 10 нм. На нем видны террасы роста и крупные, выступающие над покровным слоем острова диаметром около 250 нм и высотой до 100 нм, поверхностная плотность которых 10^8 см⁻². Характерной деталью рельефа является множество кратеров в покровном слое ($N_s \sim 10^9$ см⁻²) и на вершинах почти всех островов. Эти кратеры свидетельствуют о протекании процессов растворения относительно крупных дислоцированных кластеров-островов при нанесении покровного слоя, причем мелкие псевдоморфные кластеры, являющиеся квантовыми точками, при этом сохраняются, хотя, возможно, их форма и размеры претерпевают некоторые изменения.

Рис. 2. Топография эпитаксиального слоя GaAs, полученная с помощью атомного силового микроскопа

Для выявления квантовых точек использовано селективное травление для удаления покровного слоя у готовых образцов. На рисунке 4 показана поверхность структуры после использования данного метода. Проявились квантовые точки, расположенные вдоль террас вицинальной поверхности, использованной для роста.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Фотолюминесценция

Спектры фотолюминесценции были получены при $T = 77$ К при облучении образцов He-Ne-лазе-

Рис. 3. Изображение структуры с квантовыми точками InAs, закрытыми покровным слоем GaAs толщиной 10 нм, полученное с помощью атомного силового микроскопа

Рис. 4. Поверхность структуры после селективного травления для удаления покровного слоя. Получено с помощью атомного силового микроскопа

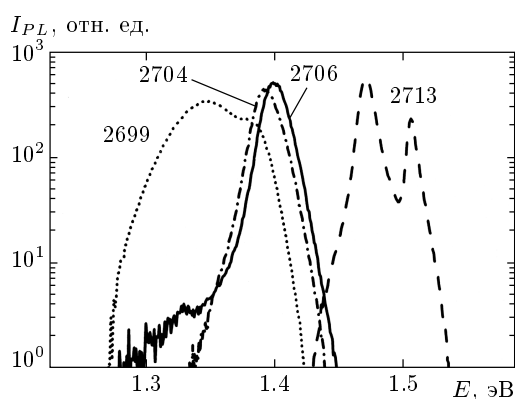


Рис. 5. Спектры фотолюминесценции образцов 2699, 2704, 2706 и 2713; пик при $E = 1.52$ эВ соответствует объемному GaAs

ром с интенсивностью 200 мВт/см^2 . Спектры фотолюминесценции некоторых образцов приведены на рис. 5. В таблице указаны значения энергий, соответствующие максимумам спектров фотолюминесценции (спектр некоторых образцов содержит два пика), а также полуширины пиков. Согласно результатам работы [18], эти данные позволяют провести грубую оценку размеров квантовых точек. В нашем случае такая оценка дает диаметр квантовой точки приблизительно 9–13 нм. Анализ гальваномагнитных свойств исследованных структур позволяет предположить, что в нашем случае имеет место сильное перекрытие волновых функций носителей, локализованных в соседних квантовых точках (квантовые точки расположены весьма плотно). Уменьшение расстояния между квантовыми точками вызывает сдвиг пиков люминесценции в сторону меньших энергий [19]. Таким образом, оценка размеров квантовых точек по данным [18] является оценкой сверху. Прямое исследование структур методом атомной силовой микроскопии дает размер квантовых точек 5–6 нм.

Спектр фотолюминесценции образца 2713 (см. рис. 5) соответствует 1 монослою InAs (смачивающему слою), т.е. в этом образце квантовые точки не сформировались из-за небольшого количества индия, использовавшегося при росте образца. В образцах 2706, 2707 и 2699 квантовые точки уже сформировались. Смещение максимума фотолюминесценции для образца 2699 в область длинных волн обусловлено большим количеством осажденного арсенида индия (см. таблицу) и, следовательно, более крупными квантовыми точками. Спектр фотолюминесценции для этого образца аппроксимируется двумя пиками, при этом длинноволновый пик в спектре уширяется, что свидетельствует о разбросе квантовых точек по размерам.

3.2. Анизотропия сопротивления и прыжковая проводимость

Во всех образцах исследовались температурные зависимости сопротивления. В качестве примера на рис. 6 приведены зависимости удельного сопротивления от температуры для образцов 2933 (а) и 2711 (б). Видно, что существует анизотропия проводимости, причем у всех образцов проводимость вдоль ступенек (направление $[-110]$) больше проводимости поперек (вставка на рис. 6а). Мы связываем данную анизотропию с формированием квантовых точек в цепочки, ориентированные вдоль ступенек (вдоль направления $[-110]$) (см. также [20]). По-

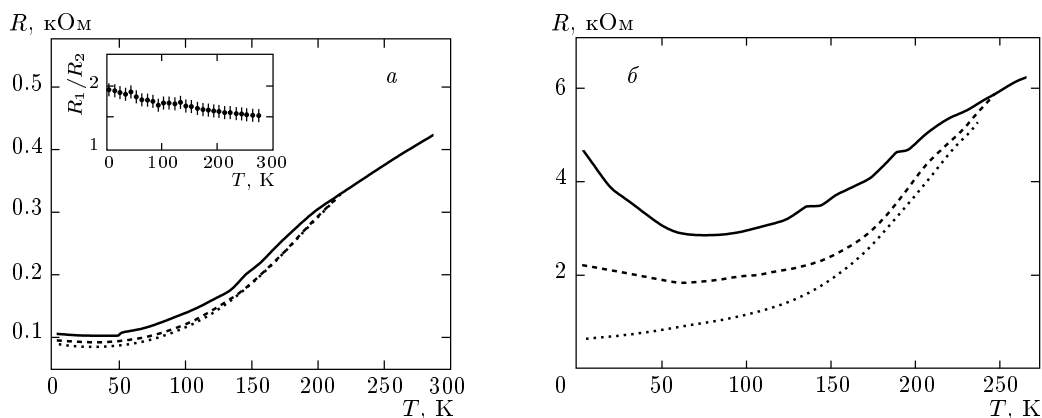


Рис. 6. Зависимость удельного сопротивления от температуры для образцов 2933 (а) и 2711 (б). Сплошная линия получена в темноте, штриховая линия соответствует освещению сквозь фильтр № 1, длина волны $\lambda \geq 1120$ нм, пунктир — освещению сквозь фильтр № 2, длина волны $\lambda = 791 \pm 8$ нм. На вставке приведена анизотропия сопротивлений образца 2933 в зависимости от температуры

добная анизотропия проводимости наблюдалась на дельта-легированных оловом вицинальных поверхностях структур GaAs [21, 22]. Преимущественное распределение олова вдоль ступеней, наблюдавшееся в работах [21, 22], привело к анизотропии проводимости, зависящей от температуры, и проводимость вдоль ступеней также была больше.

При достаточно низкой температуре и концентрации носители локализируются на неоднородностях рельефа слоя квантовых точек и проводимость осуществляется через прыжки носителей с одного центра локализации на другой. Зависимость сопротивления от температуры в случае прыжковой проводимости определяется законом [23]

$$\rho = \rho_0 \exp \left\{ (T_0/T)^{1/\nu} \right\} \quad (1)$$

(закон Мотта для проводимости с переменной длиной прыжка) в двумерном случае при постоянной плотности состояний вблизи уровня Ферми $\nu = 3$. При понижении температуры существенным становится кулоновское взаимодействие между носителями, приводящее к образованию щели в спектре плотности состояний вблизи уровня Ферми [23]. Когда максимальная энергия прыжка сравнивается с шириной щели, происходит переход от зависимости с $\nu = 3$ к $\nu = 2$ (закон Шкловского–Эфроса для прыжковой проводимости при наличии кулоновской щели в плотности состояний), что наблюдалось экспериментально в дельта-легированных гетероструктурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As [24].

У образцов с достаточно высокой подвижностью носителей ($\mu > 1000$ см²/В·с при $T = 4.2$ К)

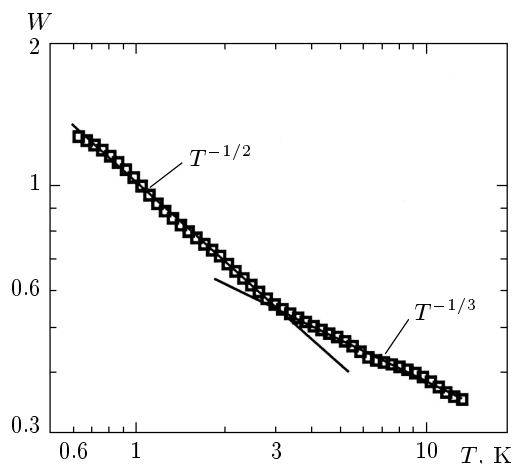


Рис. 7. Зависимость логарифмической производной $W = -\partial \ln \rho / \partial \ln T$ от температуры T для образца 1961

при понижении температуры сопротивление уменьшалось, проходило через минимум в районе от 30 до 100 К и снова возрастало. В образцах с низкой подвижностью сопротивление монотонно возрастало при понижении температуры и при достаточно низких T возрастание сопротивления хорошо аппроксимировалось зависимостью (1) (прыжковая проводимость).

Для определения параметра ν температурные зависимости сопротивления исследованных образцов строились в специальных координатах $W(T)$, где $W = -\partial \ln \rho / \partial \ln T = (1/\nu)(T_0/T)^{1/\nu}$. В этих координатах параметр ν определяется по произ-

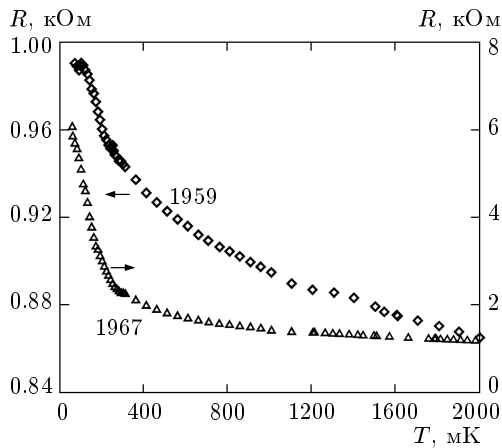


Рис. 8. Температурные зависимости сопротивлений образцов 1959 и 1967 n -типа в области сверхнизких температур

водной функции $W(T)$ (методика рассмотрена в работе [24]). На рисунке 7 представлена зависимость $W(T)$ для многослойного образца 1961 p -типа ($p = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) в логарифмических координатах. С понижением температуры в районе $T = 3.2 \text{ К}$ наблюдается переход от зависимости (1) с $\nu = 3$ к зависимости с $\nu = 2$, что в соответствии с теорией [23] происходит при наличии щели в плотности состояний на уровне Ферми при достаточно низкой температуре. Другими словами, наблюдается переход температурной зависимости сопротивления от подчиняющейся закону прыжковой проводимости Мотта для двумерного случая:

$$\rho(T) = \rho_0 \exp(T_M/T)^{1/3},$$

$T_M = 15 \text{ К}$, к отвечающей закону Шкловского–Эфроса:

$$\rho(T) = \rho_0 \exp(T_{ES}/T)^{1/2},$$

$T_{ES} = 3.8 \text{ К}$. В многослойных образцах n -типа вплоть до температуры 0.05 К сопротивление возрастало при понижении температуры, как это показано на рис. 8, однако оно не аппроксимировалось зависимостью (1) ни с $\nu = 3$, ни с $\nu = 2$, что, вероятно, связано с меньшей эффективной массой электронов и существенно большей, по сравнению с дырками, подвижностью.

3.3. Замороженная фотопроводимость

Проводимость образцов в темноте и при освещении с различной длиной волны была исследована

в диапазоне температур $T = 4.2\text{--}300 \text{ К}$. Освещение структур проводилось светом, прошедшим через один из двух фильтров: фильтр № 1, $\lambda \geq 1120 \text{ нм}$ (Si-пластина), фильтр № 2, $\lambda = 791 \pm 8 \text{ нм}$ (интерференционный фильтр). С целью определить концентрации и подвижности носителей тока как в темноте, так и при освещении были проведены измерения эффекта Холла в магнитном поле до 6 Тл при $T = 4.2 \text{ К}$.

Следует сделать важное замечание, касающееся возможности вычисления концентрации носителей тока n в исследованных образцах при температуре $T = 4.2 \text{ К}$ по данным эффекта Холла. Для определения концентрации носителей тока в работе использовались две методики: по эффекту Шубникова–де Гааза (см. далее) и по эффекту Холла. В случае эффекта Холла использовалась классическая формула $n = 1/R_H e$ (где R_H — коэффициент Холла), справедливая для полностью делокализованных носителей тока. Однако при низких температурах некоторые из исследованных образцов находились в режиме прыжковой проводимости. Для режима прыжковой проводимости теория эффекта Холла значительно сложнее классической [25, 26], тем не менее и в этом случае классическая формула остается справедливой в определенных областях фазовой диаграммы [26], что подтверждалось экспериментально (например, в работе [27]), хотя в некоторых случаях она дает значения концентрации приближенно. В данной работе значение концентрации носителей тока, рассчитанное по формуле для эффекта Холла для образцов, находящихся в режиме прыжковой проводимости, используется только как оценка при сравнительном анализе образцов.

При низких температурах во всех образцах наблюдалась положительная замороженная фотопроводимость. Типичная зависимость сопротивления от температуры и освещения представлена на рис. 6. При освещении образца достигалось насыщение сопротивления, после чего (а также после выключения подсветки) температурные зависимости сопротивления измерялись со скоростью 5 К/мин . У всех образцов температурная зависимость разности между сопротивлениями, измеренными в темноте и после подсветки, не имела явно выраженного порога. Однако при $T > 250 \text{ К}$ эта разность сопротивлений становилась меньше погрешности измерений.

Проводимость всех исследованных образцов возрастала при освещении. Холловские концентрации и подвижности после освещения в основном увеличивались, но для некоторых образцов не изменялись (см. таблицу). Эффект возрастания проводимости,

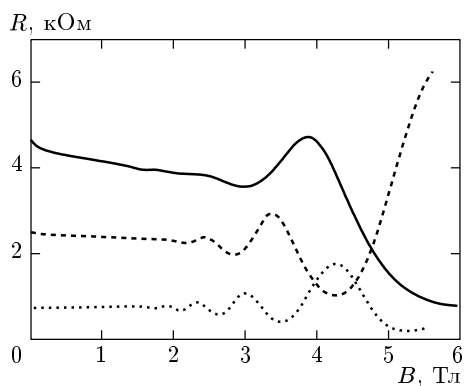


Рис. 9. Осцилляции магнитосопротивления образца 2711 при $T = 4.2$ К. Сплошная линия получена в темноте; штриховая линия — при освещении сквозь фильтр № 1, длина волны $\lambda \geq 1120$ нм; пунктир — при освещении сквозь фильтр № 2, длина волны $\lambda = 791 \pm 8$ нм

холловской концентрации и холловской подвижности при освещении через фильтр № 2 сильнее, чем при освещении через фильтр № 1. Кроме того, при освещении через фильтр № 2 проводимость существенно быстрее достигала значения насыщения.

В образцах с относительно большой холловской подвижностью при низких температурах наблюдались осцилляции магнитосопротивления (эффект Шубникова–де Гааза) от двумерных электронов в слоях квантовых точек. Двумерность электронов была проверена экспериментально путем отклонения магнитного поля от нормали к поверхности структуры. Характерный вид осцилляций для нескольких образцов представлен на рис. 9, 10. Для каждого образца в исследованном диапазоне магнитных полей спектр осцилляций содержит единственную частоту, что позволяет легко рассчитать концентрацию электронов и ее зависимость от освещения. Значения концентраций электронов, определенные по эффекту Шубникова–де Гааза, представлены в таблице.

Характер зависимости частоты осцилляций от освещения одинаков для всех образцов (за исключением тестовых образцов 2699, 2700, 2712 и 2715). Частота осцилляций магнитосопротивления увеличивается при освещении (рис. 9), причем сильнее при освещении светом, прошедшим через фильтр № 2, чем через фильтр № 1. Кроме того, при освещении осцилляции начинаются в меньших магнитных полях, чем в темноте, что свидетельствует об увеличении подвижности электронов. Увеличение холловской подвижности при росте концентрации но-

сителей в слое квантовых точек можно объяснить усилением экранирования электронами случайного рассеивающего потенциала, а так же увеличением фермиевской скорости электронов.

Известно, что носители, локализованные в δ -слоях Si, обладают низкой подвижностью ($\mu < 2000$ см²/В·с) [28]. В тестовых образцах 2712 и 2715 (образцы с δ -слоями, но без слоев квантовых точек) с очень низкой подвижностью носителей тока (см. таблицу) в исследованном диапазоне магнитных полей (до 6 Тл) осцилляции Шубникова–де Гааза не наблюдались. При относительно небольшом уровне легирования все электроны из δ -слоев переходят в слои квантовых точек. При большем уровне легирования часть электронов может остаться в δ -слоях, но они не дают вклада в осцилляции Шубникова–де Гааза, другими словами, в эффекте Шубникова–де Гааза проявятся только двумерные электроны, находящиеся в слое квантовых точек. Наблюдающиеся подвижности носителей тока в структурах с квантовыми точками существенно превышают подвижности, характерные для δ -слоев. Таким образом, наличие δ -слоев практически не сказывается на транспортных свойствах образцов с квантовыми точками.

В случае создания достаточно большой (по сравнению с вместимостью слоев квантовых точек) концентрации электронов слой квантовых точек может оказаться полностью заполнен и часть носителей тока останется в δ -слоях. Освещение уже существенно не изменит концентрации носителей в слое квантовых точек, но может добавить электроны в δ -слои. Из-за низкой подвижности носителей тока в δ -слоях общая проводимость в основном определяется электронами, находящимися в слоях квантовых точек. Таким образом, холловская подвижность возрастет незначительно, в то время как холловская концентрация увеличится. Частота осцилляций Шубникова–де Гааза заметно не изменится, так как не изменится концентрация электронов в слое квантовых точек. Скорее всего такая ситуация и реализуется в образцах 2699 и 2700 (см. рис. 10а) и частично в образце 2933 (рис. 10б), в то время как в несильно легированных образцах частота осцилляций под действием освещения возрастает (см. рис. 9). Образец 2933 был сильно легирован, так что даже в темноте слои квантовых точек в нем практически заполнены. В образцах 2699 и 2700 существовал один слой квантовых точек, но вместо δ -легирования было проведено равномерное легирование, которое обеспечило большую концентрацию электронов в слое квантовых точек.

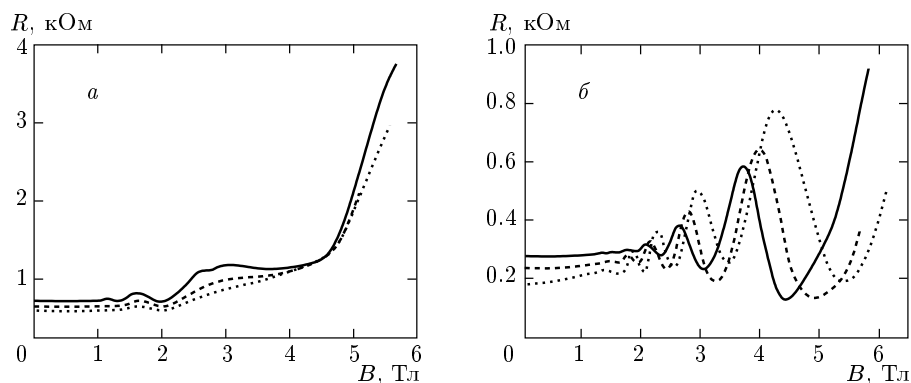


Рис. 10. Осцилляции магнитосопротивления образца 2699 (а) и 2933 (б) при $T = 4.2$ К. Сплошная линия получена в темноте, штриховая линия — при освещении сквозь фильтр № 1, длина волны $\lambda \geq 1120$ нм, пунктир — при освещении сквозь фильтр № 2, длина волны $\lambda = 791 \pm 8$ нм

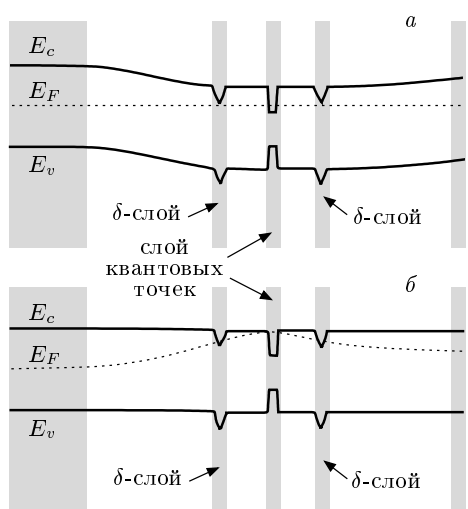


Рис. 11. Схематическое изображение энергетических зон до подсветки (а) и непосредственно после выключения подсветки в момент достижения сопротивления значения насыщения (б)

На рис. 11а схематически изображена зонная диаграмма исследованных образцов в отсутствие подсветки. Уровень Ферми в подложке задан уровнем хрома, который в GaAs расположен на 0.89 эВ выше потолка валентной зоны [29]. Вблизи поверхности полупроводника уровень Ферми определяется кристаллическими дефектами. Поверхностные состояния захватывают электроны, в связи с этим вблизи поверхности зоны имеют изгиб, как показано на рис. 11а.

В экспериментах по фотопроводимости использовались два типа подсветки. Свет, прошедший сквозь

фильтр № 2 ($\lambda = 791 \pm 8$ нм) обладает достаточной энергией γ -кванта ($\epsilon_\gamma = 1.6$ эВ), чтобы забросить электрон из валентной зоны в зону проводимости (ширина запрещенной зоны GaAs при $T = 4.2$ К равна 1.52 эВ). Энергия квантов света, прошедшего сквозь фильтр № 1 ($\lambda \geq 1120$ нм) ($\epsilon_\gamma < 1.1$ эВ), недостаточна для активации электрона из валентной зоны даже на электронный уровень размерного квантования (по данным фотолюминесценции значение максимума пика для квантовых точек равно 1.35–1.47 эВ), но ее хватит на то, чтобы активировать электрон с уровня хрома в подложке.

При включении света, проходящего сквозь фильтр № 2, происходит образование электронно-дырочных пар по всей толщине образца — от подложки до поверхности. При этом, учитывая рельеф зон, электроны будут стекать в слои квантовых точек и в δ -слои, а из δ -слоев (расстояние между δ -слоями легирующей примеси и слоями квантовых точек составляет 18 нм) электроны туннелируют в слой квантовых точек (этот процесс неразличим в масштабе времени наших исследований). Для дырок δ -слои служат своеобразным водоразделом. Дырки из наружной по отношению к слою квантовых точек части образца будут скатываться в подложку и к поверхности, из внутренней части — в слой квантовых точек, где рекомбинируют с электронами. Таким образом, в области слоя квантовых точек накапливается отрицательный заряд, а в подложке и вблизи поверхности заряд увеличивается по сравнению с равновесной ситуацией. Это будет происходить до тех пор, пока перераспределение заряда не «выпрямит» зонную диаграмму (см. рис. 11б), после чего фотогенерированные электроны и дырки

перестанут пространственно разделяться.

При использовании фильтра №1 ($\lambda \geq 1120$ нм) ($\varepsilon_\gamma < 1.1$ эВ), кванты света не могут активировать электроны не только из валентной зоны, но и с дырочных уровней в квантовых точках (максимумы пиков люминесценции, приходящиеся в наших образцах на величину 1.35–1.47 эВ, соответствуют переходу между ближайшими друг к другу электронным и дырочным уровнями). Увеличение концентрации происходит за счет активации электронов с уровня S_1 в подложке. При этом, естественно, будет происходить и обратный процесс — нейтрализация заряженных доноров возбужденными светом электронами. Вблизи границы подложки и буферного слоя зоны имеют наклон (см. рис. 11а), активированные электроны начинают удаляться от подложки и могут успеть скатиться в слой квантовых точек. Этот процесс насыщения слоя квантовых точек электронами существенно более медленный, чем при освещении светом с энергией больше ширины запрещенной зоны, так как в этом случае увеличение концентрации электронов в слое квантовых точек происходит лишь за счет узкого слоя вблизи границы подложки и буферного слоя GaAs. Кроме того, свет, прошедший сквозь фильтр №1 (в отличие от фильтра №2), не может нейтрализовать мелкие акцепторы, всегда присутствующие в GaAs. При насыщении слоя квантовых точек электронами зонная диаграмма «выпрямляется» (так же, как в случае освещения светом сквозь фильтр №2), но из-за наличия заряженных акцепторов полное выпрямление зон наступает при меньшем изменении концентрации электронов в слое квантовых точек.

Описанная разница времен насыщения и итоговой концентрации наблюдалась в эксперименте. При освещении через фильтр №2 насыщение проводимости наступает в течение нескольких секунд, в то время как при освещении через фильтр №1 при одинаковых интенсивностях света насыщение достигается за время порядка полчаса.

Добавочная концентрация носителей заряда, необходимая для распрямления зон в буферном слое GaAs между подложкой и слоем квантовых точек, равна примерно

$$\Delta n_s = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{ed} \Delta V,$$

где $\Delta V \approx 0.6$ В — потенциал, соответствующий энергетическому зазору между уровнем хрома в подложке [29] и энергией Ферми в слое квантовых точек (см. рис. 11б), $d = 0.45$ мкм — толщина буферного слоя в исследованных структурах, $\varepsilon = 13.2$ — диэлектрическая проницаемость GaAs при $T = 4.2$ К.

Получающееся таким образом значение Δn_s равно 10^{11} см $^{-2}$. Примерно столько же электронов приходит при освещении в слой квантовых точек со стороны свободной поверхности образца, так как в равновесной ситуации уровень Ферми закрепляется на поверхности примерно на $\Delta V = 0.7$ В ниже дна зоны проводимости [30]. Поэтому суммарное увеличение концентрации электронов в слое квантовых точек из-за распрямления зон можно оценить как $2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, что соответствует экспериментально наблюдавшемуся увеличению концентраций электронов, определенных на основании эффекта Шубникова–де Гааза, в образцах после освещения через фильтр №1 (см. таблицу). Небольшое увеличение концентрации электронов в квантовых точках при освещении светом, прошедшим через фильтр №2 (по сравнению с освещением через фильтр №1), связано, скорее всего, с нейтрализацией заряженных акцепторов, в небольших количествах присутствующих в *i*-GaAs.

В нашем случае эффект замороженной фотопроводимости, согласно сказанному выше, связан с пространственным разделением зарядов, при этом после обоих типов подсветки электроны стекают в слой квантовых точек. Пространственное разделение носителей зарядов также подтверждает логарифмический закон зависимости релаксации фотопроводимости от времени. На рисунке 12 представлены экспериментальные данные и подгонка по формуле справедливой для начального интервала времени:

$$\sigma(0) - \sigma(t) = A \ln \left(1 + \frac{t}{\tau} \right), \quad (2)$$

полученной в работе [31]. Нейтрализация заряженных акцепторов при освещении через фильтр №2 приводит к более быстрой релаксации положительной замороженной фотопроводимости, чем при освещении через фильтр №1, из-за рекомбинации электронов из слоя квантовых точек и близлежащих акцепторов. Параметр τ (см. вставку на рис. 12) уменьшается при увеличении температуры. Это уменьшение, вероятно, связано с тем, что термически активированные электроны быстрее преодолевают потенциальный барьер в буферных слоях GaAs между слоем квантовых точек и подложкой и между квантовыми точками и поверхностью образца.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследовалась проводимость вдоль слоев квантовых точек в структурах

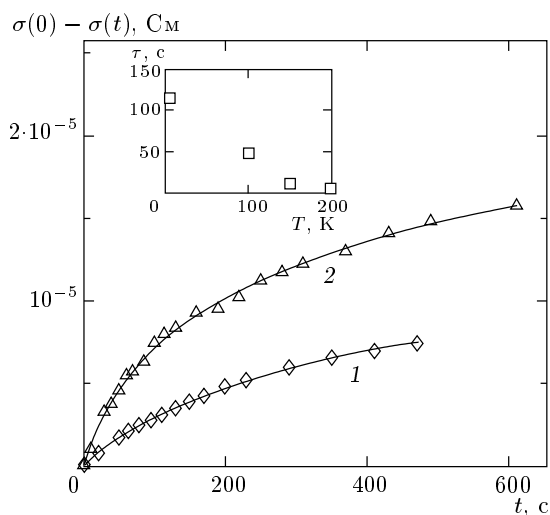


Рис. 12. Релаксация проводимости образца 2713 $\sigma(0) - \sigma(t)$, измеренная при $T = 4.2$ К в темноте, после освещения 1) через фильтр № 1 ($\lambda \geq 1120$ нм) и 2) через фильтр № 2 ($\lambda = 791 \pm 8$ нм); непрерывная линия — подгонка $\sigma(0) - \sigma(t) = A \ln(1 + t/\tau)$ для $\tau = 116$ с (1) и $\tau = 41$ с (2). На вставке зависимость $\tau(T)$ для $\lambda \geq 1120$ нм

InAs/GaAs. В зависимости от концентрации носителей системы квантовых точек демонстрировали как металлические свойства (эффект Шубникова-де Гааза), так и сильную локализацию носителей тока. Изменение механизмов проводимости от металлического к прыжковому объясняется усилением влияния неоднородностей потенциального рельефа слоев квантовых точек при уменьшении электронной концентрации. В образцах p -типа с малой концентрацией носителей в области низких температур наблюдается переход температурной зависимости сопротивления от подчиняющейся закону Мотта для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка к отвечающей закону Шкловского-Эфроса для прыжковой проводимости с проявлением кулоновской щели в плотности состояний. Освещение структур приводит к увеличению концентрации носителей в слоях квантовых точек и увеличению их подвижности. Положительная замороженная проводимость, наблюдавшаяся во всех образцах, является результатом пространственного разделения фотогенерированных зарядов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 00-02-17493, 01-02-16441).

ЛИТЕРАТУРА

1. N. N. Ledentsov, P. D. Wang, C. M. Sotomayor Torres et al., *Phys. Rev. B* **50**, 12171 (1994).
2. M. Grundman, O. Stier, and D. Bimberg, *Phys. Rev. B* **52**, 11969 (1995).
3. D. Bimberg, M. Grundman, and N. N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures*, John Wiley & Sons Ltd, West Sussex, England (1998).
4. A. D. Yoffe, *Advances in Physics* **50**, 1 (2001).
5. P. W. Fry, I. E. Itskevich, D. J. Mowbray et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 733 (2000).
6. G. H. Kim, J. T. Nicholls, S. I. Khondaker et al., *Phys. Rev. B* **61**, 10910 (2000).
7. A. Hartmann, Y. Ducommun, E. Kapon et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5648 (2000).
8. K. Leosson, J. R. Jensen, and W. Langbein, *Phys. Stat. Sol. (b)* **221**, 49 (2000).
9. P. B. Joyce, T. J. Krzyzewski, G. R. Bell, B. A. Joyce, and T. S. Jones, *Phys. Rev. B* **58**, R15981 (1998).
10. S. Taddei, M. Colocci, and G. Salvati, *Phys. Rev. B* **62**, 10220 (2000).
11. O. Stier, M. Grundman, and D. Bimberg, *Phys. Rev. B* **59**, 5688 (1999).
12. H. L. Wang, F. H. Yang, S. L. Feng et al., *Phys. Rev. B* **61**, 5530 (2000).
13. L. Jacak, *Eur. J. Phys.* **21**, 487 (2000).
14. Б. Н. Звонков, Е. Р. Линькова, И. Г. Малкина, Д. О. Филатов, А. Л. Чернов, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 418 (1996).
15. M. Kitamura, M. Nishioka, J. Oshinowo, and Y. Arakawa, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 3663 (1995).
16. E. Ribeiro, E. Muller, T. Heinzel et al., *Phys. Rev. B* **58**, 1506 (1998).
17. A. J. Shields, M. P. O'Sullivan, I. Farrer et al., *Appl. Phys. Lett.* **74**, 735 (1999).
18. J. Y. Marzin, J. M. Gerard, A. Izrael et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 716 (1994).
19. N. N. Ledentsov, V. A. Shchukin, M. Grundman et al., *Phys. Rev. B* **54**, 8743 (1996).
20. В. А. Кульбачинский, В. Г. Кытин, Р. А. Лунин и др., *ФТП* **33**, 316 (1999).
21. А. Д. Виссер, В. И. Кадушкин, В. А. Кульбачинский, и др., *Письма в ЖЭТФ* **59**, 339 (1994).

22. В. А. Кульбачинский, В. Г. Кытин, В. И. Кадушкин и др., ФТТ **37**, 2693 (1995).
23. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
24. S. I. Khondaker, I. S. Shlimak, J. T. Nicholls et al., Phys. Rev. B **59**, 4580 (1999).
25. Ю. М. Гальперин, Е. П. Герман, В. Г. Карпов, ЖЭТФ **99**, 343 (1991).
26. S. Kivelson, D.-H. Lee, and S.-C. Zhang, Phys. Rev. B **46**, 2223 (1992).
27. C. E. Johnson and H. W. Jiang, Phys. Rev. B **48**, 2823 (1993).
28. *Delta-Doping of Semiconductors*, ed. by E. F. Shubert, Cambridge University Press (1996).
29. B. Clerjaud, A. M. Hennel, and G. Martinez, Sol. St. Comm. **33**, 983 (1980).
30. В. В. Валяев, В. Л. Гуртовой, Д. Ю. Иванов и др., ЖЭТФ **113**, 693 (1998).
31. H. J. Queisser and D. E. Theodorou, Phys. Rev. B **33**, 4027 (1986).