

Спектры остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами

© В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко[¶], Д.М. Гапонова, А.В. Иконников, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, Ю.Г. Садофьев*, S.R. Johnson*, Y.-H. Zhang*

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

* Department of Electrical Engineering and Center for Solid State Electronic Research, Arizona State University,
Tempe, AZ 85287, USA

(Получена 1 июня 2004 г. Принята к печати 14 июня 2004 г.)

Исследовалась остаточная фотопроводимость гетероструктур AlSb/InAs/AlSb с двумерным электронным газом в квантовых ямах InAs при $T = 4.2$ К. При подсветке ИК излучением $\hbar\omega = 0.6\text{--}1.2$ эВ наблюдалась положительная остаточная фотопроводимость, связываемая с фотоионизацией глубоких доноров. В коротковолновой области наблюдается отрицательная остаточная фотопроводимость, связанная с межзонной генерацией электронно-дырочных пар с последующим разделением электронов и дырок встроенным электрическим полем, захватом электронов на ионизованные доноры и рекомбинацией дырок с двумерными электронами в InAs. При $\hbar\omega > 3.1$ эВ обнаружено резкое падение отрицательной фотопроводимости, связываемое с включением нового канала фотоионизации глубоких доноров в AlSb за счет переходов электронов в вышележащую над зоной проводимости энергетическую зону.

1. Введение

Квантово-размерные гетероструктуры на основе InAs представляют интерес для создания высокочастотных транзисторов, резонансно-туннельных диодов, оптоэлектроники среднего инфракрасного диапазона и спинтроники. Большое число выполненных исследований было посвящено гетеросистеме InAs/AlSb, которая характеризуется большой величиной разрыва зоны проводимости на гетерогранице, составляющей 1.35 эВ, высокой подвижностью электронов в квантовой яме (КЯ) InAs, достигающей $9 \cdot 10^5$ см²/В·с при $T = 4.2$ К, $n_s \approx 10^{12}$ см⁻² [1], которые присутствуют даже в номинально не легированных структурах [2]. „Поставщиками“ электронов в КЯ InAs могут быть глубокие доноры в AlSb и поверхностные доноры в покрывающем слое GaSb [3–10]. Одной из специфических особенностей рассматриваемой гетеросистемы является биполярность остаточной фотопроводимости при низких температурах [2]. При освещении гетероструктур ИК излучением наблюдается положительная остаточная фотопроводимость (Positive Persistent Photoconductivity — PPPC) [11,12], которая связывается с фотовозбуждением глубоких донорных центров в барьерных слоях AlSb. Фотовозбужденные электроны захватываются квантовой ямой InAs, увеличивая тем самым концентрацию двумерных (2D) электронов, которая остается неизменной в течение многих часов вплоть до отогрева образца. При освещении гетероструктур видимым излучением наблюдается отрицательная остаточная фотопроводимость (Negative Persistent Photoconductivity — NPPC) [2,10–12], которая связывается с межзонной генерацией электронно-дырочных пар, разделением электронов и дырок встроенным электрическим полем с последующими захватом электронов ионизованными донорами и рекомбинацией дырок с 2D электронами в InAs.

До настоящего времени спектры остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb исследовались лишь в работе [11] для нелегированных образцов в диапазоне энергий квантов $\hbar\omega = 1\text{--}3$ эВ. Настоящая работа посвящена спектральным исследованиям остаточной фотопроводимости как в нелегированных, так и в селективно легированных гетероструктурах InAs/AlSb в более широком интервале энергий квантов 0.6–6 эВ с целью обнаружения новых спектральных особенностей, которые могли бы пролить свет на происхождение двумерного электронного газа в номинально не легированных структурах.

2. Эксперимент

Исследуемые гетероструктуры были выращены методом эпитаксии из молекулярных пучков [1,13]. На полуизолирующей подложке GaAs(100) выращивался композитный буфер, включающий в себя метаморфный слой AlSb или GaSb толщиной 2.4 мкм и 10 периодов сверхрешетки GaSb (2.5 нм) / AlSb (2.5 нм). Активная часть состояла из нижнего барьера AlSb толщиной 12–40 нм, КЯ InAs шириной 15 нм, верхнего барьера AlSb или Al_{0.8}Ga_{0.2}Sb толщиной 30–40 нм и защитного слоя GaSb толщиной 6 нм. Селективно легированные структуры содержали два δ -слоя теллура, расположенных в барьерах AlSb на расстоянии 15 нм от КЯ. Последовательность работы заслонок обеспечивала формирование химических связей типа In–Sb на обеих границах раздела квантовой ямы [14]. Концентрация и подвижность 2D электронов определялись при $T = 4.2$ К из измерений эффекта Холла и осцилляций Шубникова–де-Гааза. Параметры образцов представлены в таблице.

Спектры остаточной фотопроводимости исследовались с помощью решеточного монохроматора МДР-23 (рис. 1). Использовались кварцевая лампа накаливания в

[¶] E-mail: gavr@ipm.sci-nnov.ru

Параметры исследованных образцов при $T = 4.2 \text{ K}$

Образец	Буфер	Верхний барьер	$n_s, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu, 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
A856	AlSb	$\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{Sb}$	0.65	3.9
A839	AlSb	AlSb	0.68	2.5
B824	GaSb	AlSb	0.95	4.4
B1445	AlSb	AlSb	2.4	1.0
B1444	AlSb	AlSb	3.2	0.63

качестве источника излучения и стандартные светофильтры для отсеки высших порядков дифракции излучения. С выхода монохроматора излучение с энергией квантов в диапазоне 0.6–4 эВ (до 6 эВ при исследовании образца B824) по волоконному световоду подводилось к образцу, расположенному в транспортном гелиевом сосуде Дьюара. Образец имел форму прямоугольной пластинки с характерными размерами $4 \times 4 \text{ мм}$, по краям которой (на расстоянии около 3 мм) были нанесены два полосковых индиевых контакта. Измерения спектров фотопроводимости проводились в двух режимах: по точкам после выключения подсветки, начиная с длинноволновой части спектра, и при непрерывном освещении монохроматическим излучением и медленной развертке длины волны, начиная с коротковолновой части спектра. Характерное время записи спектра составляло несколько десятков минут.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены спектры фотопроводимости в номинально не легированных гетероструктурах A839, A856, B824. Видно, что для этих образцов полученные с помощью двух различных методов измерения спектры фотопроводимости (точки с сплошными кривые) хорошо соответствуют друг другу. Это свидетельствует о том, что в данных образцах в обоих случаях измерялась *остаточная фотопроводимость*, т.е. эффект постоянной подсветки при непрерывной записи спектральных зависимостей невелик. Для сравнения на рис. 2 представлен также спектр фотопроводимости для подобного образца AlSb/InAs/AlSb с шириной квантовой ямы InAs 12 нм из работы [11]. Так же, как и в работе [11], в длинноволновой области спектра наблюдается РППС, начиная с наименьшей из используемых нами энергий квантов $\hbar\omega = 0.62 \text{ эВ}$. При $\hbar\omega > 1.1 \text{ эВ}$ наблюдается увеличение сопротивлений образцов и РППС сменяется на NPPC с одновременным нарастанием крутизны спектральных зависимостей. Во всех трех образцах при $\hbar\omega > 2.1 \text{ эВ}$ наблюдаются несколько характерных локальных максимумов NPPC, а при $\hbar\omega > 3.1 \text{ эВ}$ — резкое падение сопротивления. Для образца B824 измерения были проведены вплоть до $\hbar\omega = 6 \text{ эВ}$; начиная с 5 эВ наблюдалось незначительное возрастание величины NPPC. В работе [11] измерения проводились до энергии квантов 3 эВ, и эффект падения сопротивления в ультрафиолетовой области спектра не был обнаружен.

Отметим, что состав толстого метаморфного буфера — GaSb (B824) или AlSb (A839) — практически не влияет на вид спектров фотопроводимости. Использование же твердого раствора $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{Sb}$ (A856) в качестве верхнего барьера приводит к смещению участка с

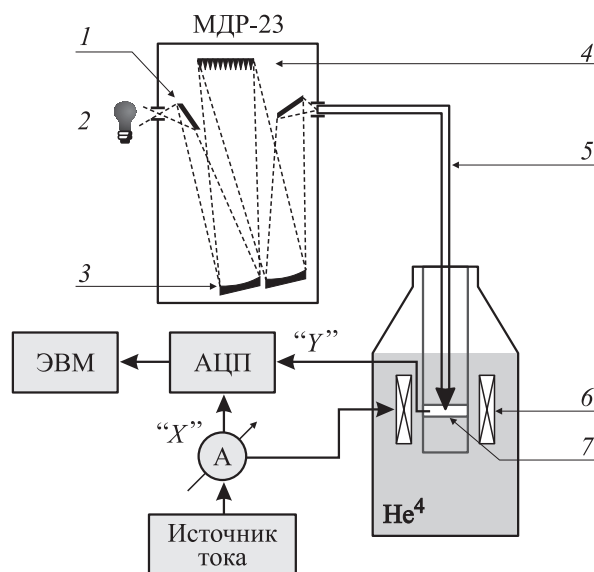


Рис. 1. Блок-схема установки для измерения остаточной фотопроводимости при освещении образца светом с различной длиной волны. 1 — поворотное зеркало, 2 — кварцевая лампа накаливания, 3 — сферическое зеркало, 4 — дифракционная решетка, 5 — световод, 6 — сверхпроводящий соленоид, 7 — исследуемый образец.

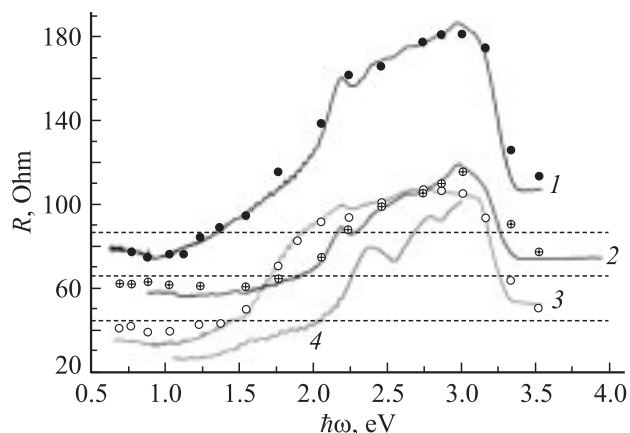


Рис. 2. Спектры фотопроводимости номинально не легированных гетероструктур InAs/AlSb (кривые 1–3). Сплошные кривые получены при постоянно включенной подсветке и непрерывной развертке длины волны излучения (от больших энергий квантов к меньшим), точки соответствуют остаточным (после выключения подсветки) значениям сопротивления, полученным при последовательном увеличении энергии квантов подсветки. Горизонтальными точечными линиями показаны темновые (после охлаждения до первого включения подсветки) значения сопротивлений образцов. Образцы: 1 — A839, 2 — B824, 3 — A856. 4 — спектр фотопроводимости для образца В из работы [11] (в произвольных единицах).

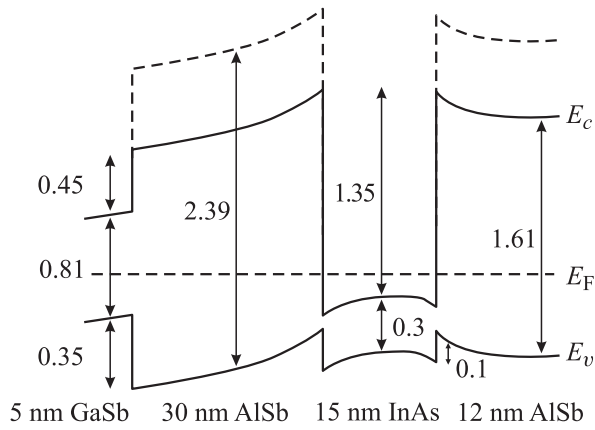


Рис. 3. Зонная структура номинально не легированных образцов InAs/AlSb (схема). $2D$ электронный газ в квантовой яме InAs возникает вследствие ионизации доноров на поверхности покрывающего слоя GaSb и глубоких доноров в барьерах AlSb, что приводит к возникновению встроенного электрического поля. Пунктирной линией показано положение Г-долины в зоне проводимости AlSb. Стрелками показаны энергии (эВ).

высокой крутизной изменения сопротивления в сторону меньших энергий квантов. При этом большая часть наблюдаемых спектральных особенностей (в частности, локальный пик сопротивления при $\hbar\omega \approx 2.2$ эВ и резкое уменьшение величины сопротивления при $\hbar\omega > 3.1$ эВ) не меняют своего положения.

На рис. 3 схематически изображена зонная диаграмма активной части номинально не легированной гетероструктуры с $2D$ электронным газом в квантовой яме InAs. Вслед за авторами работы [11] мы связываем наблюдаемую в длинноволновой области PPPC с фотоионизацией глубоких доноров и накоплением электронов в квантовой яме. Природа глубоких доноров требует дополнительного исследования. PPPC имеет место при энергиях ($\hbar\omega \geq 0.62$ эВ), меньших, чем расстояние от уровня Ферми (который расположен на расстоянии порядка 100 мэВ от дна зоны проводимости InAs) до края зоны проводимости в AlSb. Такие переходы могут осуществляться с нейтральных (т.е. лежащих под уровнем Ферми) доноров в объеме барьерных слоев AlSb на высшие подзоны размерного квантования электронов в квантовой яме InAs, волновая функция которых, как известно, гораздо дальше проникает в барьер, чем волновая функция нижней подзоны размерного квантования. Возбужденные в яму электроны быстро релаксируют на состояния первой подзоны, откуда их обратный переход на ионизированные донорные центры затруднен по вышеуказанной причине.

Как и авторы работы [11], мы полагаем, что наблюдаемая при увеличении энергии квантов NPPC связана с межзонной генерацией электронно-дырочных пар с последующим разделением носителей встроенным электрическим полем, увлечением дырок к квантовой яме и их рекомбинацией с $2D$ электронами. Первоначально

электронно-дырочные пары генерируются в покрывающем слое GaSb. Пороговая энергия для NPPC должна превышать сумму ширины непрямой запрещенной зоны GaSb $\varepsilon_L \approx 0.82$ эВ [15] и разрыва валентной зоны на границе раздела покрывающего слоя с верхним барьером (0.35 эВ для AlSb, см. рис. 3). Новый канал инжекции дырок в барьер включается, когда энергия генерируемых при прямых межзонных оптических переходах в GaSb легких дырок превышает величину разрыва валентной зоны на гетерогранице GaSb/AlSb. Это соответствует энергии квантов, равной примерно сумме прямой запрещенной зоны $\varepsilon_T \approx 0.81$ эВ, и удвоенной величине разрыва валентной зоны (вследствие близости эффективных масс электронов в Г-долине и легких дырок), что равно ~ 1.5 эВ. При дальнейшем росте энергии квантов начинается генерация электронно-дырочных пар через непрямую запрещенную зону AlSb (при $\hbar\omega > \varepsilon_X = 1.61$ эВ, см. рис. 3), и, наконец, при $\hbar\omega = 2.39$ эВ должны включаться прямые оптические переходы электронов из валентной зоны в Г-долину зоны проводимости AlSb. Наличие более узкозонного верхнего барьера $Al_{0.8}Ga_{0.2}Sb$ должно приводить к уменьшению всех пороговых энергий для NPPC, что и имеет место для образца A856 (см. рис. 2).

В интервале энергий квантов 1.4–2.1 эВ для всех трех исследованных образцов наблюдались осцилляции спектральных зависимостей сопротивления (рис. 4). В образцах A839 и B824 с одинаковыми барьерами AlSb совпадают как периоды, так и фазы осцилляций. Для этих структур период составляет около 50 мэВ в длинноволновой и 40 мэВ в коротковолновой областях. Для образца A856 с более узкозонным верхним барьером $Al_{0.8}Ga_{0.2}Sb$ период осцилляций изменяется соответственно от 48 до 35 мэВ. Подобная осцилляторная зависимость наблюдалась для одного из образцов в работе [11], однако там период осцилляций изменялся от 80 мэВ в длинноволновой области до 50 мэВ в коротковолновой. В работе [11] было высказано предположение, что осцилляции связаны с испусканием продольных оптических фононов $\hbar\omega_{LO}$ легкими дырками, возбужденными при прямых оптических переходах в GaSb и инжектированными в AlSb. В этом случае период осцилляций должен составлять примерно удвоенную (вследствие близости эффективных масс электронов и легких дырок) энергию оптического фонона в AlSb, т.е. около 80 мэВ, что соответствует наблюдавшемуся в [11] периоду осцилляций для длинноволновой области. Уменьшение периода осцилляций до 50 мэВ в коротковолновой области в этом случае естественно связать с ростом эффективной массы электрона из-за непараболичности закона дисперсии. Однако в настоящей работе наблюдались заметно меньшие периоды осцилляций, что указывает на их иную природу. Возможно, они связаны с межзонным возбуждением электронов в высшие подзоны в квантовой яме InAs, с последующим захватом их на ионизированные глубокие донорные центры в барьерных слоях.

Следует подчеркнуть, что порог резкого возрастания NPPC для всех исследованных нами структур приходится на энергии квантов излучения, заметно меньшие ширины запрещенной зоны в Г-точке барьерных слоев ($\epsilon_{\Gamma} = 2.39$ эВ в AlSb [15], $\epsilon_{\Gamma} = 2.06$ эВ для $Al_{0.8}Ga_{0.2}Sb$ на буфере AlSb — по нашим оценкам с учетом упругой деформации) (рис. 2). Это позволяет предположить, что данный порог связан с возбуждением электронов из валентной зоны в сравнительно неглубокие донорные состояния под Г-долиной в AlSb, откуда они быстро сваливаются в нижележащую X-долину, дрейфуют в электрическом поле от квантовой ямы и захватываются на глубокие донорные центры, в то время как дырки дрейфуют к квантовой яме и рекомбинируют с 2D электронами. Характерный максимум NPPC при $\hbar\omega = 2.2$ эВ связан скорее всего с присутствием в исследованных гетероструктурах специфических донорных центров, которые, очевидно, отсутствовали в образцах, исследовавшихся в работе [11]. Этот максимум наблюдался как в структурах с верхним барьером AlSb (образцы A839, B824), так и $Al_{0.8}Ga_{0.2}Sb$ (образец A856). Очевидно, в последнем случае он связан с такими же оптическими переходами в нижнем барьере AlSb.

Резкое падение NPPC при $\hbar\omega > 3.1$ эВ свидетельствует о включении нового механизма генерации электронов. Важно подчеркнуть, что, несмотря на большие энергии квантов, этот эффект не может быть связан с включением нового канала межзонных электронно-дырочных переходов, так как с межзонными переходами (а именно с генерацией дырок и последующей рекомбинацией их с 2D электронами) мы связываем сам эффект NPPC. По нашему мнению, в данном случае наблюдается включение нового канала фотоионизации нейтральных (т.е. находящихся под энергией Ферми) глубоких донорных центров, связанного с возбуждением электронов в вышележащую над зоной проводимости энергетическую зону. По данным измерений электроотражения [16] энергетический зазор между зоной проводимости и вышележащей зоной в Г-точке в AlSb составляет $\Delta_{\Gamma-\Gamma_6} = 1.5$ эВ. Теоретические расчеты [17] предсказывают, что минимуму энергии в вышележащей зоне соответствует боковая долина, расположенная в направлении [100], дно которой находится на 0.5 эВ ниже энергии в Г-точке. Принимая во внимание, что в исследованных структурах уровень Ферми смещен примерно на 0.3 эВ от потолка валентной зоны AlSb, пороговая энергия для переходов с донорных состояний под уровнем Ферми может быть оценена как 3.1 эВ, что хорошо совпадает с энергией квантов, при которых начинается резкий спад NPPC. Отметим, что для образца A856 с верхним барьером $Al_{0.8}Ga_{0.2}Sb$ рост NPPC прекращается при $\hbar\omega = 2.75$ эВ, что может быть истолковано как включение процесса фотоионизации нейтральных глубоких доноров с переходом в вышележащую над зоной проводимости энергетическую зону в верхнем барьере. В структуре с асимметричными барьерами этот процесс генерации электронов конкурирует в определенном интервале энергий квантов с

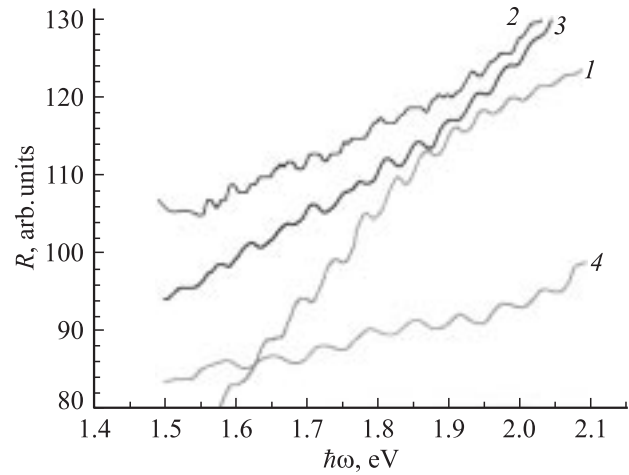


Рис. 4. Участки спектров фотопроводимости номинально не легированных гетероструктур InAs/AlSb (рис. 2). Образцы: 1 — A839, 2 — B824, 3 — A856. 4 соответствует спектру фотопроводимости образца В из работы [11].

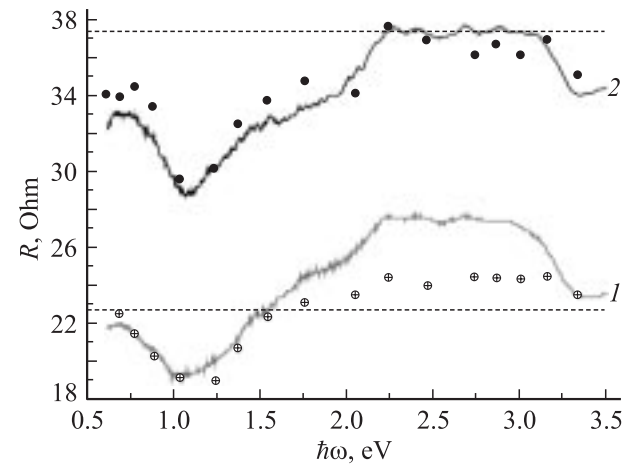


Рис. 5. Спектры фотопроводимости селективно легированных гетероструктур InAs/AlSb. Сплошные кривые получены при постоянно включенной подсветке и непрерывной развертке длины волны излучения (от больших энергий квантов к меньшим), точки соответствуют остаточным (после выключения подсветки) значениям сопротивления, полученным при последовательном увеличении энергии квантов подсветки. Горизонтальными точечными линиями показаны темновые (после охлаждения до первого включения подсветки) значения сопротивлений образцов. Образцы: 1 — B1445, 2 — B1444.

продолжающейся генерацией электронно-дырочных пар в нижнем барьере, что приводит к наблюдаемому при $\hbar\omega = 2.75-3.15$ эВ плавному уменьшению NPPC (см. кривую 3 на рис. 2). При $\hbar\omega = 3.15$ эВ включается вышеописанный процесс ионизации нейтральных глубоких доноров в нижнем барьере AlSb, что приводит к излому спектральной зависимости и резкому падению NPPC.

В заключение кратко обсудим особенности спектров фотопроводимости селективно легированных теллуридом образцов В1444 и В1445 (рис. 5). В отличие от номинально не легированных структур в данных образцах наблюдается выраженный максимум положительной фотопроводимости в области 1 эВ. Для структуры В1445 с меньшим уровнем легирования в области высоких энергий квантов сохраняется полоса отрицательной фотопроводимости. Для этого образца налицо значительное расхождение результатов, полученных при „поточечных“ измерениях спектра остаточной фотопроводимости и непрерывной развертке частоты излучения (точки и сплошная кривая I на рис. 5). Для этого образца после выключения подсветки наблюдалась сравнительно быстрая (в течение нескольких десятков секунд) релаксация отрицательной фотопроводимости к меньшему стационарному значению. В образце В1444 с более высоким уровнем легирования также наблюдается характерное возрастание сопротивления в коротковолновой части спектра. Однако его недостаточно, чтобы преодолеть общую (имеющую место для всех частот излучения) тенденцию к падению сопротивления при подсветке образца.

Как видно из сопоставления спектров на рис. 2 и 5, в селективно-легированных структурах сохраняются все особенности фотопроводимости, присущие номинально не легированным образцам. Однако в легированных образцах относительный вклад процессов фотоионизации глубоких уровней, приводящих к РППС, значительно выше. Видимо, кроме мелких донорных состояний [18], легирующая примесь Те может создавать в AlSb глубокие донорные уровни, состояния которых лежат ниже уровня Ферми. Вероятно, с ионизацией таких уровней связан максимум РППС при $\hbar\omega = 1$ эВ (рис. 5). При высокой концентрации теллура (образец В1444) процессы фотоионизации глубоких уровней доминируют, и РППС не наблюдается во всем спектральном диапазоне.

Список литературы

- [1] C. Nguyen, B. Brar, C.R. Bolognesi, J.J. Pekarik, H. Kroemer, J.H. English. *J. Electron. Mater.*, **22**, 255 (1993).
- [2] G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English. *J. Appl. Phys.*, **65**, 5239 (1989).
- [3] C. Nguyen, B. Brar, H. Kroemer, J.H. English. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 1854 (1992).
- [4] S. Ideshita, A. Furukawa, Y. Mochizuki, M. Mizuta. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 2549 (1992).
- [5] J.D. Dow, J. Shen, S.Y. Ren. *Superlat. Microstruct.*, **13**, 405 (1993).
- [6] D.J. Chadi. *Phys. Rev. B*, **47**, 13 478 (1993).
- [7] J. Shen, J.D. Dow, S.Yu. Ren, S. Tehrani, H. Goronkin. *J. Appl. Phys.*, **73**, 8313 (1993).
- [8] J. Shen, H. Goronkin, J.D. Dow, S.Y. Ren. *J. Appl. Phys.*, **77**, 1576 (1995).
- [9] A. Furukawa, S. Ideshita. *J. Appl. Phys.*, **75**, 5012 (1994).
- [10] I. Lo, W.C. Mitchell, M.O. Manasreh, C.E. Stutx, K.R. Evans. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 751 (1992).
- [11] Ch. Gauer, J. Scriba, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, C. Nguyen, G. Tuttle, J.H. English, H. Kroemer. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, S137 (1993).
- [12] C. Gauer, J. Scriba, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, C.R. Bolognesi, C. Nguyen, B. Brar, H. Kroemer. *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, 1580 (1994).
- [13] Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser, J.P. Bird, S.R. Jonson, Y.-H. Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1833 (2002).
- [14] G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English. *J. Appl. Phys.*, **67**, 3032 (1990).
- [15] I. Vufgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
- [16] M. Cardona, F.H. Pollak, K.L. Shaklee. *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 644 (1966).
- [17] M.L. Cohen, T.K. Bergstresser. *Phys. Rev.*, **141**, 789 (1966).
- [18] A. Nakagawa, J.J. Pekarik, H. Kroemer, J.H. English. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 1551 (1990).

Редактор Л.В. Беляков

Persistent photoconductivity spectra in InAs/AlSb quantum well heterostructures

V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, D.M. Gaponova, A.V. Ikonnikov, K.V. Maremyanin, S.V. Morozov, Yu.G. Sadofyev*, S.R. Johnson*, Y.-H. Zhang*

Institute for Physics of Microstructures of Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

* Department of Electrical Engineering and Center for Solid State Electronic Research, Arizona State University, Tempe, AZ 85287, USA

Abstract The persistent photoconductivity in AlSb/InAs/AlSb heterostructures with two-dimensional electron gas in InAs quantum wells has been investigated at $T = 4.2$ K. At the excitation by IR radiation $\hbar\omega = 0.6 - 1.2$ eV positive persistent conductivity has been observed, the effect being related to the photoionization of deep donors. At shorter wavelengths a negative persistent photoconductivity is observed resulting from the band-gap excitation of electron-hole pairs and subsequent separation of electron and holes by the built-in electric field, the electron capture by ionized donors and the hole recombination with two-dimensional electrons in InAs. At $\hbar\omega > 3.1$ eV the abrupt drop of negative photoconductivity has been discovered. This effect is attributed to the switching-on a new channel of photoionization of deep donors in AlSb due to electron transitions into the energy band above the conduction one.