

УДК 621.382

НЕСТАЦИОНАРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ДЕФЕКТОВ С ГЛУБОКИМИ УРОВНЯМИ В $p-i-n$ -ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ $\text{AlGaAsSb}/\text{GaAs}$

© 2024 г. Ф. Ю. Солдатенков^{a, *}, М. М. Соболев^{a, **}, А. С. Власов^a, А. В. Рожков^a

^aФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 195427 Россия

*e-mail: f.soldatenkov@mail.ioffe.ru

**e-mail: m.sobolev@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 28.12.2023 г.

После доработки 09.02.2024 г.

Принята к публикации 09.02.2024 г.

Исследованы высоковольтные плавные p^0-i-n^0 -переходы в твердых растворах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ с y до 15%, способных поглощать излучение с длиной волны 1064 нм, выращенные на подложках GaAs методом жидкофазной эпитаксии за счет автолегирования фоновыми примесями. Состав жидкой фазы и температурный интервал выращивания были выбраны такими, чтобы содержание соединений алюминия x по толщине эпитаксиального слоя монотонно уменьшалось от заданных значений около 34% до нескольких процентов у поверхности слоя, а содержание соединений сурьмы y увеличивалось. В этом случае ширина запрещенной зоны плавно уменьшалась от подложки к поверхности слаболегированного слоя и достигала искомого значения ~ 1.16 эВ. С помощью измерения вольт-фарадных характеристик и нестационарной спектроскопии глубоких уровней в них выявлены конфигурационно-бистабильные “DX-центры”, связанные с донорными примесями Si и Se/Te. В исследованных гетерофазных эпитаксиальных слоях обнаружено отсутствие глубоких энергетических уровней, связанных с дислокациями. С помощью метода обратного восстановления диода было определено эффективное время жизни неосновных носителей заряда в базовых слоях диода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{GaAs}$. Полагая, что время жизни неосновных носителей определяется, в основном, захватом дырок акцептороподобным глубоким уровнем DX^- Si в n^0 -слое материала, была проведена оценка величины сечения захвата дырок на уровень DX^- . Сечение захвата оказалось равным $6 \times 10^{-15} \text{ см}^2$.

Ключевые слова: гетероструктура, высоковольтный p^0-i-n^0 -переход, диод, нестационарная спектроскопия глубоких уровней, DX-центр, жидкофазная эпитаксия, обратное восстановление диодов, время жизни носителей заряда.

DOI: 10.31857/S1028096024070037, EDN: EVOCWU

ВВЕДЕНИЕ

Высоковольтные $p-i-n$ -гетеропереходы $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{GaAs}$ с y до 15–20% могут представлять интерес при создании быстродействующих радиационно-стойких (сравнительно с Si) приборов, например, фототиристоров и фотоэлектрических преобразователей, работающих при обратном смещении, которые могут управляться/переключаться при засветке излучением с длиной волны более 1 мкм. Наиболее привлекательными из данных материалов являются твердые растворы прямозонных полупроводников, чувствительных к излучению с длиной волны 1064 нм, поскольку широко распространены измерительные

и управляющие системы, использующие мощные Nd:YAG лазеры с такой длиной волны [1]. Кроме этого, высоковольтные слаболегированные плавные p^0-i-n^0 -переходы $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ перспективны для использования при изготовлении силовых импульсных диодов с повышенным быстродействием и повышенными рабочими частотами повторения импульсов [2–4], а также диодов-обострителей, работающих в режиме задержанного лавинного пробоя [5, 6], и дрейфовых диодов с резким восстановлением [2].

Для изготовления высоковольтных (способных блокировать напряжения в сотни вольт) $p-i-n$ -переходов на основе твердых растворов

GaAs в основном используют метод жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) с контролируемым распределением остаточных фоновых примесей и собственных дефектов с глубокими энергетическими уровнями [2–4, 7–10]. Наименьший уровень фоновых примесей в эпитаксиальных слоях (и, соответственно, способность блокировать ими большие напряжения) создают при использовании кварцевых кассет сливного типа, в которых эпитаксиальный рост проводят при принудительном охлаждении от заданной температуры до комнатной [2–4, 9, 10]. Использование кварцевой оснастки не дает возможности смены растворов-расплавов, что не позволяет остановить процесс эпитаксии при требуемой толщине выращенного слоя. Однако при выращивании ряда слоев, в частности, с большим содержанием Sb, появляется необходимость прерывать эпитаксиальный рост при заданной температуре путем механического удаления расплава с поверхности образца или замены предыдущего расплава следующим. Для этих целей удобно использовать кассеты, изготовленные из графита, который становится источником дополнительных примесей в ростовой системе. Поэтому при получении слаболегированных твердых растворов GaAs с плавными p^0-i-n^0 -переходами из жидкой фазы в графитовой оснастке для уменьшения уровня содержания фоновых донорных примесей в ростовой системе полезно использовать химические элементы, характеризующиеся высоким сродством к кислороду. Таким элементом является, например, алюминий, применение которого в работах [7, 8] позволило изготовить высоковольтные слаболегированные плавные p^0-i-n^0 -переходы $Al_xGa_{1-x}As$ в графитовых кассетах прокачного (поршневого) типа, в которых изменение состава жидкой фазы и, соответственно, состава кристаллизующихся слоев, осуществляют вытеснением одного расплава другим с помощью поршня без обнажения поверхности образца.

Введение Sb в GaAs или AlGaAs приводит к значительному увеличению параметра решетки твердых растворов на его основе и, соответственно, при определенных значениях рассогласования по параметру решетки слоя и подложки из GaAs, к образованию дополнительных собственных структурных дефектов. Это, в свою очередь, приводит к изменению природы и количества дефектов с глубокими энергетическими уровнями, определяющих время жизни неосновных носителей заряда в таких гетерофазных эпитаксиальных слоях и, соответственно, быстродействие приборов на их основе. Так, в слоях $GaAs_{1-y}Sb_y$ толщиной около 50 мкм и в диапазоне составов y от 1.5 до

3%, в которых обнаруживается регулярная сетка дислокаций несоответствия, время жизни неосновных носителей заряда (ННЗ) определяется глубокими энергетическими уровнями дырочной ловушки [11, 12], которая связана с дислокациями несоответствия. Появление в гетерофазных слоях GaAsSb/GaAs таких дефектов с глубокими энергетическими уровнями сопровождалось уменьшением времени жизни ННЗ до 100 раз по сравнению с образцами из GaAs [11–14]. Дефекты с глубокими энергетическими уровнями слаболегированных слоев твердых растворов $GaAs_{1-y}Sb_y$ и $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}Sb_y$ с $y > 3\%$ ранее не исследовали емкостными методами.

В настоящей работе представлены результаты исследования вольт-фарадных ($C-I$) характеристик и спектров нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ, DLTS), которые позволили выявить эффективные рекомбинационные центры, определяющие время жизни неравновесных носителей заряда в высоковольтных плавных p^0-i-n^0 -гетеропереходах $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}Sb_y/GaAs$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии. Измерения вольт-фарадных характеристик использовали для определения профилей распределения эффективной концентрации носителей в зависимости от температуры образца и оптической подсветки. Метод НСГУ применяли для изучения и идентификации примесей и дефектов с глубокими энергетическими уровнями в слоях p^0-i-n^0 -переходов. Оценка времени жизни неосновных носителей в базовых слоях $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}Sb_y/GaAs$ проводили с помощью метода обратного восстановления диодов.

ОБРАЗЦЫ

Изготовление $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диодов на основе гетерофазных эпитаксиальных слоев $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}Sb_y/GaAs$ проводили с помощью модифицированного метода жидкофазной эпитаксии [2, 7–12] в графитовой кассете прокачного типа в атмосфере водорода в два этапа. Эпитаксиальное выращивание высоковольтных слаболегированных слоев p^0-i-n^0 -перехода твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}Sb_y$ осуществляли на подложках $p^+-GaAs(100)$, легированных цинком до концентрации $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, из ограниченного раствора-расплава Al–Ga–As–Sb при понижении температуры от 850 до 700°C. Состав жидкой фазы для получения слоя твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}Sb_y$ нужного состава определяли из расчетов в модели квазирегулярного приближения (необходимые для расчета параметры модели приведены в работе [15]). На втором этапе изготовления диодных слоев, после измерения

фотолюминесценции с поверхности образца, на слоях p^0-i-n^0 -перехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ выращивали легированный теллуром до концентрации $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ эмиттерный слой n^+ -GaAs. Образцы диодов (чипы) имели форму меза-структур, которые получали путем химического травления активных слоев до подложки. На p^+ -GaAs подложку наносили многослойный контакт AgMn-Ni-Au , а на n^+ -GaAs — эмиттер AuGe-Ni-Au .

Методика изготовления плавных p^0-i-n^0 -переходов в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ из одного раствора-расплава за счет автолегирования фоновыми примесями принципиально не отличается от методики изготовления p^0-i-n^0 -переходов в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, изложенной ранее в [7, 8]. В этом способе имеется возможность изменять концентрацию свободных носителей заряда и тип проводимости эпитаксиального слоя без использования какого-либо непосредственного легирования, а только изменением условий технологического процесса, и получать слои с p - n переходом из одного раствора-расплава. В исследуемом образце i -область располагалась на расстоянии 17–18 мкм от подложки p^+ -GaAs. Положение i -области по толщине плавного p^0-i-n^0 -перехода было определено с помощью оптического микроскопа по сколу образца после электролитического анодирования.

На рис. 1 представлено изменение состава (x и y) по толщине изучаемого образца $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$. Состав по x (кривая 1) и y (кривая 2) рассчитаны в модели регулярного твердого раствора (численные значения параметров модели приведены в работе [15]). Кривая 3 показывает изменение ширины запрещенной зоны E_g по толщине слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ при рассчитанных значениях x и y .

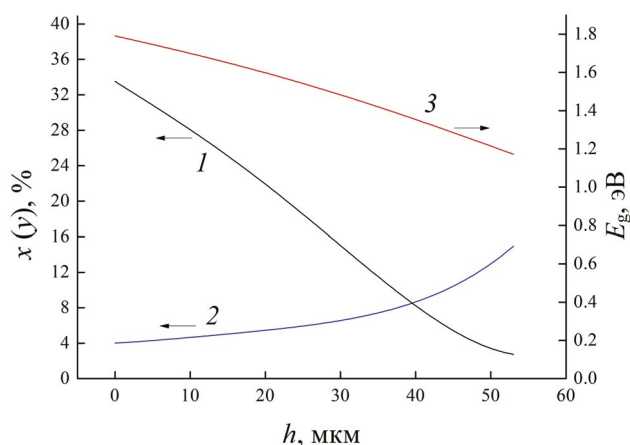


Рис. 1. Распределение мольных долей x (1) и y (2), и изменение ширины запрещенной зоны E_g (3) по толщине h эпитаксиального p^0-i-n^0 -перехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$.

На рис. 2 приведены спектры фотолюминесценции (ФЛ) с поверхности p^0-i-n^0 -перехода в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$. Фотолюминесценцию возбуждали лазером с длиной волны 532 нм и регистрировали с помощью одноканального детектора. Плотность мощности возбуждения не превышала 100 Вт/см^2 . В спектре излучения присутствует две полосы: полоса 1, с максимальной интенсивностью 1 при длине волны $\lambda = 970 \text{ нм}$, соответствующая межзонным переходам, и полоса 2 с максимумом интенсивности при $\lambda \sim 1030 \text{ нм}$, наиболее вероятно соответствующая донорно-акцепторным переходам. Согласно данным работы [16], ширину запрещенной зоны исследованного твердого раствора при комнатной температуре можно оценить, как $\sim 1.16 \text{ эВ}$ (1066 нм).

Итак, состав жидкой фазы и температурный интервал выращивания были выбраны такими, чтобы содержание соединений алюминия (x) по толщине эпитаксиального слоя монотонно уменьшалось от заданных значений x вблизи подложки (около 34%) до нескольких процентов у поверхности слоя, а содержание соединений сурьмы (y) увеличивалось. В этом случае ширина запрещенной зоны плавно уменьшалась (соответственно, параметр решетки слоя плавно увеличивался) от подложки к поверхности слаболегированного слоя и достигала искомых значений $\sim 1.16 \text{ эВ}$. Условия технологического процесса и концентрация алюминия в жидкой фазе подбирали такими, чтобы слаболегированная компенсированная i -область образовалась приблизительно в середине эпитаксиального слоя по толщине.

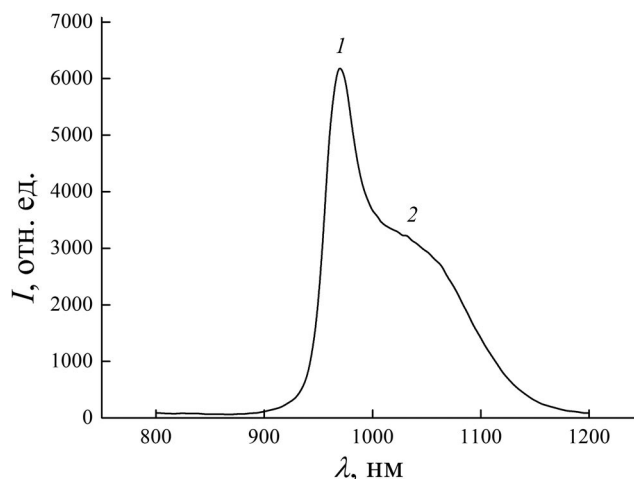


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции с поверхности p^0-i-n^0 -перехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ при температуре 77 К.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

*Вольт-фарадные характеристики
 p^0-i-n^0 -перехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$*

Из рис. 1 следует, что область пространственного заряда (ОПЗ) обратно-смещенного p^0-i-n^0 -перехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ расположена в слоях с таким составом x (около 23%), при котором в спектрах НСГУ могут проявиться глубокие уровни конфигурационно-бистабильного DX -центра [7], модель которого впервые предложили авторы работы [17]. Они предположили, что DX -центр имеет два типа состояний атомов донорной примеси. Одно делокализованное состояние D^0 эффективной массы DX -центра, связанное с Γ - и X -минимумами зоны проводимости. Второе является состоянием, возникающим при искажении решетки материала, самый низкий уровень энергии в котором — глубокий энергетический уровень DX -центра. В работах [18, 19] было показано, что этот дефект в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ имеет отрицательную эффективную корреляционную энергию U . Заселенность уровня DX^- , находящегося в тепловом равновесии с состояниями зоны проводимости, хорошо согласуется с кинетикой теплового захвата и эмиссии, если предположить, что глубокое состояние DX^- является двухэлектронным. Захват электрона из зоны проводимости на уровень DX должен происходить через одноэлектронное нейтрально заряженное состояние DX^0 , которое является метастабильным [18, 19]. Состояние DX^0 не является возбужденным, оно лежит выше отрицательно заряженного состояния DX^- и имеет небольшой барьер для релаксации в конфигурацию замещения. Состояние DX^- является состоянием, при котором искажена решетка материала. В слое твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x > 0.22$ локализованное состояние атомов донорной примеси становится более глубоким, чем состояние эффективной массы DX -центра, формируется глубокий DX -уровень донорного атома (Si, Se или Te), со смещением этого атома в междоузельное положение, при котором связи с соседними разрываются.

Проведенные в работе [7] исследования p^0-i-n^0 -переходов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, изготовленных методом жидкофазной эпитаксии, позволили выявить в них DX -центры с отрицательной корреляционной энергией U [18, 19], связанные с примесью Te и/или Se. Следует предположить, что изучаемые в настоящей работе эпитаксиальные слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ в области $p-n$ перехода также могут содержать DX -центры. Для выявления DX -центров в p^0-i-n^0 -гетеропереходах были проведены исследования вольт-фарадных характеристик при 300 и 87 К при различных условиях измерения (рис. 3).

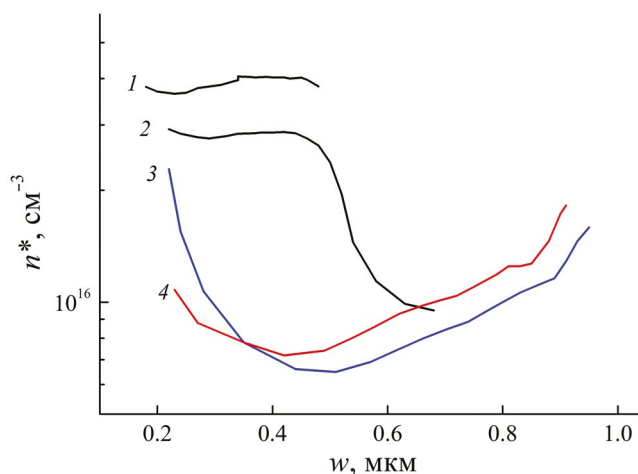


Рис. 3. Профили распределения эффективной концентрации свободных носителей заряда n^* по толщине области пространственного заряда w в p^0-i-n^0 -переходе твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{GaAs}$, полученные при температурах $T=300$ (1), 87 К (2, 3, 4); в темноте (1, 2, 3) и при оптической подсветке (4); после предварительного охлаждения образца при условии $V_b < 0$ (2), $V_b = 0$ (3, 4).

В случае измерения при 87 К образец охлаждали либо при включенном напряжении обратного смещения $V_b < 0$, либо при $V_b = 0$ (рис. 3). Методика таких измерений для выявления бистабильных дефектов ранее уже была применена в работе [7].

Для эпитаксиальных p^0 - и n^0 -слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ из вольт-фарадных характеристик были рассчитаны профили распределения эффективной концентрации свободных носителей заряда n^* по толщине области пространственного заряда w (рис. 3). Было выявлено, что при понижении температуры образца от 300 до 87 К происходит рост толщины области пространственного заряда (w) от 0.47 до 0.85 мкм (рис. 3). При изменении температуры от 300 до 150 К и при ($V_b < 0$, либо $V_b = 0$) величина приращения толщины области пространственного заряда связана с температурным ходом изменения диффузионного потенциала. После предварительного охлаждения образца при включенном либо выключенном напряжении обратного смещения ($V_b < 0$, либо $V_b = 0$) наблюдали значительную разницу в вольт-фарадных характеристиках. При $V_b < 0$ вольт-фарадная характеристика определялась изменением диффузионного потенциала, при $V_b = 0$ (рис. 3, кривая 3) происходило значительное увеличение толщины области пространственного заряда и уменьшение величины n^* почти на порядок — от $\approx 2.8 \times 10^{16}$ до $6.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Кроме того, вольт-фарадная характеристика оставалась неизменной в течение длительного времени при низкой температуре по-

сле выключения освещения, что объяснялось так называемым эффектом остаточной фотопроводимости (рис. 3, кривая 4). Все эти изменения вольт-фарадных характеристик p^0-i-n^0 -гетеропереходов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaAs}$ (рис. 3) связаны с наличием в них конфигурационно-бистабильных донорных примесей (Si, Se, Te), имеющих два типа состояний: делокализованного и глубокого (локализованного) DX -уровня. Однако при охлаждении образца до 87 К с $V_b < 0$, при последующем измерении вольт-фарадной характеристики по достижении обратного смещения $V_r \approx -4.0$ В, эффективная концентрация n^* довольно быстро падает (рис. 3, кривая 2). В то же время для эффективной концентрации n^* , определенной из вольт-фарадной характеристики, и измеренной при охлаждении образца до 87 К с $V_b = 0$, начиная со значения $V_r \approx -1.0$ В, наблюдается рост n^* (рис. 3, кривая 3). Объяснение этого эффекта будет дано в следующем разделе.

Спектры глубоких уровней p^0-i-n^0 -перехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$

Для диодной структуры $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ на основе слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaAs}$ были получены спектры НСГУ при различных значениях импульсов заполнения $V_f = -0.01$, -4.50 и $+0.50$ В, при напряжениях смещения $V_r = -2.10$ и -6.0 В (рис. 4). Эти спектры продемонстрировали наличие четырех максимумов разной величины.

Положительный знак сигнала $E1$ (рис. 4) не является типичным для спектра НСГУ, измеренного при заполняющем импульсе с $V_f = -0.01$ В. Для

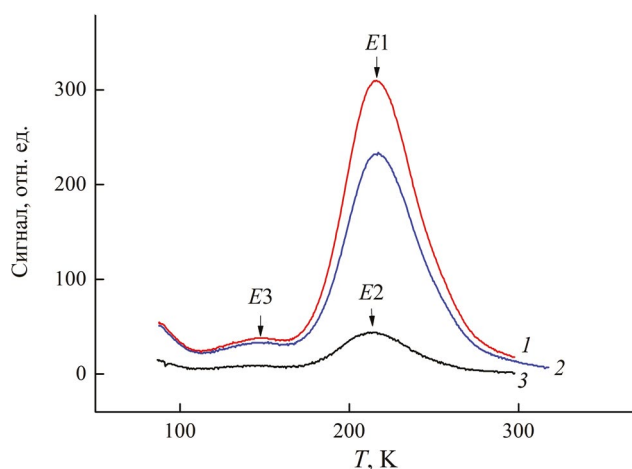


Рис. 4. НСГУ-спектры $p^+-p^0-i-n^0-n^+$ -диода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaAs}$, полученные при темпе окон 200 с^{-1} , напряжении смещения $V_r = -2.1$ В и напряжении импульса заполнения $V_f = +0.50$ В (1); $V_r = -2.1$ В и $V_f = -0.01$ В (2); $V_r = -6.00$ В и $V_f = -4.5$ В (3).

ловушек основных носителей сигнал НСГУ при таком значении V_f должен иметь отрицательный знак. Для обычных донорных дефектов с глубокими энергетическими уровнями при измерении НСГУ-спектров в $p-n$ -переходах с приложенным обратным напряжением смещения, электроны, эмитирующие с глубоких энергетических уровней в области пространственного заряда, уносит сильное электрическое поле этой области. Донорный атом в этом случае заряжается положительно, емкость $p-n$ -перехода увеличивается. При подаче импульса заполнения с $V_f < 0$ донорные атомы, находящиеся в области пространственного заряда n^0 -слоя, заполняются электронами, являющимися основными носителями, и становятся нейтрально заряженными. Этот процесс сопровождается уменьшением емкости $p-n$ -перехода. Весь процесс приводит к появлению сигнала с отрицательным знаком в спектрах НСГУ.

В слоях $p-n$ -перехода, содержащих DX -центры с отрицательной корреляционной энергией U , обладающих тремя зарядовыми состояниями: делокализованным DX^+ уровнем донора, уровнями в нейтральном (DX^0) и отрицательно заряженном (DX^-) состояниях (акцептороподобный уровень) [7, 18, 19] — все происходит иначе. При измерении НСГУ спектров для таких дефектов при $V_r = -2.1$ В в n^0 -слое образуется область пространственного заряда, в которой электроны, эмитирующие с уровней DX^- , выносятся электрическим полем области пространственного заряда. Уровень донора D^+ в этом случае становится положительно заряженным с большим сечением захвата электрона. В то же время глубокий DX^0 уровень оказывается нейтральным и с меньшим сечением захвата, чем у донорного уровня D^+ . Емкость $p-n$ перехода уменьшается. После подачи импульса заполнения с $V_f = -0.01$ В и длительностью, достаточной для захвата двух электронов на уровни D^+ и DX^0 , первый электрон захватывается на донорный уровень D^+ , и дефект переходит в состояние DX^0 в соответствии с реакцией $D^+ + e^- \rightarrow DX^0$.

После этого DX -центр почти сразу захватывает второй электрон, и становится DX^- (по реакции $DX^0 + e^- \rightarrow DX^-$). Емкость $p-n$ -перехода увеличивается. Далее, после включения заполняющего импульса и обратного смещения с $V_r = -2.1$ В, два электрона, следующие друг за другом, эмитируют. Так как испускание первого электрона занимает значительно больше времени, чем эмиссия второго электрона, наблюдаемая скорость эмиссии фактически будет такой же, как и у первого электрона [7].

Это означает, во-первых, что глубокие состояния DX^- , являющиеся ловушками для основных носителей, дают положительный сигнал НСГУ, во-вторых, сигнатура уровня $E1$, определенная из зависимости Аррениуса, может принадлежать DX^- -состоянию. Для уровня $E1$ в слое $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ энергия термической активации E_t , сечение захвата σ_n и концентрация N_d были соответственно $E_t = 414$ мэВ, $\sigma_n = 1.04 \times 10^{-14}$ см², $N_d = 2.4 \times 10^{15}$ см⁻³. Параметры E_t и σ_n были близки для НСГУ-пиков спектров 1 и 2 (рис. 4), и были близки по параметрам с DX^- -центром донорной примеси Si. Для спектра 3 амплитуда НСГУ-пиков уменьшилась приблизительно в семь раз, параметры уровня $E2$ также изменились: $E_t = 345$ мэВ, $\sigma_n = 2.43 \times 10^{-15}$ см². Как было показано выше (рис. 3, кривая 2), при охлаждении образца до 87 К с $V_b < 0$, и последующем измерении вольт-фарадной характеристики при увеличении толщины w до ~0.45 мкм (то есть при достижении $V_r \approx -4.0$ В), эффективная концентрация n^* довольно быстро падает. Эти превращения могут быть обусловлены градиентным изменением состава твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ по толщине n^0 -слоя (рис. 1), при котором глубокий DX^- -уровень оказывается выше или в резонансе с Г-минимумом зоны проводимости. Следует отметить, что глубокое DX^- состояние оказывается метастабильным, а DX^+ состояние эффективной массы DX^- -центра, связанное с Г-долиной — стабильным. В этом случае, принимая во внимание, что в эпитаксиальных слоях содержатся дислокации, из-за наличия механического давления на решетку возникает способность DX^- -центра захватывать электроны, когда его уровень находится выше “дна” зоны проводимости. В этом случае в спектрах НСГУ может проявляться пик, связанный с DX^- -центром, но с существенно меньшей амплитудой [18, 19].

Кроме уровней глубокого состояния DX^- , в НСГУ-спектрах присутствует пик $E3$, которому соответствуют параметры: $E_t = 220$ мэВ, $\sigma_n = 1.61 \times 10^{-16}$ см², $N_d = 2.4 \times 10^{14}$ см⁻³. Появление примесей Se и Te (а также Si) в исследуемых слоях Al–Ga–As–Sb может быть обусловлено тем, что при выращивании базовых слоев диода в качестве растворителя использован Ga, в котором содержатся элементы, способные внедриться в растущие эпитаксиальные слои из расплава и существенным образом повлиять на примесный фон этих слоев. В их число входят такие примеси, как Se, Te и Si. В [8] приведены расчетные значения предельных концентраций данных химических элементов, встраивающихся в слои из раствора Ga (чистотой 99.9999%), а также их возможное

распределение по толщине эпитаксиальных слоев при используемом в настоящей работе способе изготовления.

Следует отметить, что в исследованных системах было выявлено отсутствие глубоких энергетических уровней, связанных с дислокациями, тогда как в НСГУ-спектрах слоев $GaAs_ySb_{1-y}$ с y до 3% и, по всей видимости, с меньшей плотностью дислокаций, они присутствовали [11]. Это может быть обусловлено изменением дислокационной структуры гетерофазных эпитаксиальных слоев при увеличении рассогласования по параметру решетки слоя и подложки (то есть, при увеличении содержания Sb в слоях). Так, в работе [20] с помощью методов рентгеновской топографии была выявлена постепенная перестройка формы отдельных ячеек сетки дислокаций несоответствия при увеличении рассогласования в подобных гетероструктурах — форма ячеек с четкими прямыми границами изменялась до округлой, с последующей перестройкой структуры в ячеистую дислокационную с плотными границами ячеек и с характерными фигурами роста, объединяющими, как правило, сразу несколько дислокационных ячеек.

Определение эффективного времени жизни неосновных носителей заряда τ_{eff} методом обратного восстановления p^0-t-n^0 диода $Al_xGa_{1-x}As_ySb_y$

Оценку значений эффективного времени жизни неосновных носителей заряда τ_{eff} в образцах проводили по осциллограммам переключения диодов из проводящего состояния в блокирующее (методом обратного восстановления диода) [21–23]. Выключение диода в используемой для измерений схеме происходило при подаче обратного напряжения $U_R = 30$ В на включенный диод, через который протекал прямой ток $I_F = 1$ А. Скорость спада тока в диоде $dI/dt = 100$ А/мкс задавали временем нарастания обратного напряжения на нагрузке $R_{load} = 0.5$ Ом, включенной последовательно с диодом.

Длительность процесса обратного восстановления зависит от суммарного избыточного заряда, накопленного в базе диода при прямом смещении. Конкретная форма зависимостей тока и напряжения от времени определяется распределением избыточных носителей в диоде и параметрами электрической цепи. Процесс обратного восстановления можно разделить на два этапа. На первом этапе (t_1) напряжение на диоде остается положительным, в то время как ток в цепи меняет свое направление. Этап t_1 определяется как интервал времени между моментом,

когда ток проходит через нулевое значение, изменяя направление от прямого на обратное, и моментом, когда обратный ток достигает своего максимального значения I_R . На этом этапе концентрация избыточных носителей уменьшается в $p-n$ -переходе, достигая нулевого значения в его конце. На втором этапе (t_2) напряжение меняется на отрицательное, на $p-n$ -переходе образуется область пространственного заряда, а остальная часть избыточного заряда удаляется из базовых областей диода.

Для оценки значений времени жизни неосновных носителей заряда τ_{eff} в базовых слоях диодов использовали соотношение (1) между t_1 и τ_{eff} предложенное в работах [21, 22]:

$$t_1 = \tau_{\text{eff}} \ln(1 + I_F / I_R). \quad (1)$$

Длительность этапа t_1 при выключении p^0-i-n^0 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$ диода в описанной выше измерительной схеме составило около 4 нс при максимальной амплитуде обратного тока $I_R \approx 0.55$ А. При таком соотношении I_F / I_R получаем значение $\tau_{\text{eff}} \approx t_1 \approx 4$ нс.

Оценка сечения захвата дырки на глубокий уровень DX^-

Оценка сечений захвата электронов и дырок необходима для понимания их роли в процессе рекомбинации и для оценки времени жизни неосновных носителей заряда в эпитаксиальных слоях. Однако сечение захвата неосновных носителей заряда не может быть легко получено непосредственно из измерений с использованием метода НСГУ. Для достижения этих целей удобно дополнительно использовать метод обратного восстановления диодов, который считается прямым способом определения времени жизни неосновных носителей в базовых слоях диода.

Перед проведением оценки сечения захвата неосновных носителей заряда в исследуемых слоях необходимо дать пояснения и сделать ряд допущений. Из измерений $C-V$ характеристик и НСГУ-спектров диодов, проведенных в настоящей работе, следует, что область пространственного заряда обратно-смещенного $p-n$ -перехода расширяется преимущественно в сторону n^0 -слоя при увеличении обратного смещения. Это дает основание полагать τ_{eff} эффективным временем жизни дырок (τ_h) в n^0 -слое.

Известно, что уровни DX^- -центра способны захватывать помимо электронов также и дырки. Это обнаружили, например, авторы работы [24], изучая безызлучательную рекомбинацию на глубокий энергетический уровень в эпитаксиальных

слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0.30$ с помощью метода НСГУ. При рассмотрении многозарядных дефектов (таких как DX^- -центр или дефект типа EL2 [25]) с несколькими энергетическими уровнями следует учитывать то, что формулы, позволяющие определить результирующий темп рекомбинации, состоят из суммы темпов рекомбинации для каждого из этих уровней, и требуют знания всех характеристик процесса рекомбинации [26]. В ряде случаев для определения времени жизни электронов и дырок пользуются предельными асимптотиками, которые сильно упрощают подобную задачу. Как следует из проведенных нами исследований, DX^- -центр примеси Si в основном определяет процессы захвата и эмиссии носителей заряда в базовых слоях диода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{GaAs}$, поэтому логично предположить, что именно акцептороподобный DX^- глубокий уровень примеси Si определяет темп захвата (и, соответственно, время жизни) дырок в n^0 -слое.

С учетом вышеизложенного появляется возможность произвести оценку сечения захвата дырки на глубокий уровень DX^- в n^0 -слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$, используя соотношение (2):

$$\tau_h \approx 1 / \sigma_h v_h N_{DX}^-, \quad (2)$$

где N_{DX}^- — концентрация заполненных электронами DX^- уровней и v_h — средняя тепловая скорость дырок [17]. Соотношение (2) справедливо, если полагать DX^- уровень единственной примесью/дефектом с глубоким энергетическим уровнем, для низкого уровня инжекции и высокой концентрации ловушек.

Используя указанное выше значение концентрации DX^- -центра Si в исследуемом слое, и полагая $\tau_h \approx \tau_{\text{eff}}$, можно оценить сечение захвата дырки на DX^- уровень — $\sigma_h \approx 6 \times 10^{-15}$ см².

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изготовлены $p-i-n$ -диоды на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{GaAs}$ высоковольтных p^0-i-n^0 -гетеропереходов, способных поглощать излучение с длиной волны 1064 нм, выращенных с помощью модифицированного метода жидкофазной эпитаксии с контролируемым распределением остаточных примесей и собственных дефектов с глубокими уровнями.

Одним из результатов исследования вольт-фарадных характеристик и спектров НСГУ рассмотренных образцов стало обнаружение в них глубоких уровней DX^- -центра, которые могут определять время жизни неосновных но-

сителей в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{AsSb}_{1-y}$ базовых слоях, — DX центр донорной примеси Si с энергией термической активации $E_t = 414$ мэВ, сечением захвата $\sigma_n = 1.04 \times 10^{-14}$ см² и концентрацией $N_d = 2.4 \times 10^{15}$ см⁻³. Кроме данного дефекта, в исследованных структурах также обнаружены DX центры донорных примесей Se/Te.

В исследованных гетерофазных эпитаксиальных слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{GaAs}$ с рассогласованием по параметру решетки, достаточным для образования дислокаций несоответствия, не было выявлено глубоких уровней, связанных с дислокациями. Это может быть связано с исчезновением в слое сетки прямолинейных дислокаций несоответствия и перестройкой ячеек сетки с прямыми границами в ячеистую дислокационную структуру с плотными границами.

С помощью метода обратного восстановления диода было найдено эффективное время жизни неосновных носителей заряда τ_{eff} в базовых слоях диода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{GaAs}$, его значение составило ~ 4 нс. Полагая, что τ_{eff} определяется, в основном, захватом дырок на акцептороподобный глубокий DX^- уровень Si, была проведена оценка величины сечения захвата дырок на DX^- уровень. Сечение захвата оказалось равным $\approx 6 \times 10^{-15}$ см².

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 23-29-00245.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Akiyama Y., Takada H., Yuasa H., Nishida N. Efficient 10 kW diode-pumped Nd: YAG rod laser, in Advanced Solid-State Lasers. / Ed. Fermann M., Marshall L.: Optica Publishing Group, 2002. Paper WE4. <https://www.doi.org/10.1364/ASSL.2002.WE4>
2. Kozlov V.A., Soldatenkov F. Yu., Danilchenko V.G., Korolkov V.I., Shulpina I.L. Defect engineering for carrier lifetime control in high voltage GaAs power diodes. // Proc. of 25th Advanced Semiconductor Manufacturing Conference, N.Y., USA. 2014. P. 139. <https://www.doi.org/10.1109/ASMC.2014.6847011>
3. Bhojani R., Kowalsky J., Simon T., Lutz J. // IET Power Electron. 2016. V. 9. № 4. P. 689. <https://www.doi.org/10.1049/iet-pel.2015.0019>
4. Scharf P., Velarde Gonzalez F.A., Lange A., Urban T., Dudek V. // Romanian Journal of Information Science and Technology. 2022. V. 25. № 2. P. 224. <https://www.romjist.ro/full-texts/paper718.pdf>
5. Рожков А.В., Иванов М.С., Родин П.Б. // Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48. № 16. С. 25. <https://www.doi.org/10.21883/PJTF.2022.16.53203.19271>
6. Иванов М.С., Рожков А.В., Родин П.Б. // Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48. № 20. С. 31. <https://www.doi.org/10.21883/PJTF.2022.20.53693.19326>
7. Sobolev M.M., Soldatenkov F.Y., Danil'chenko V.G. // J. Appl. Phys. 2020. V. 128. № 9. P. 095705. <http://dx.doi.org/10.1063/5.0018317>
8. Соболев М.М., Солдатенков Ф.Ю. // ФТП. 2020. Т. 54. № 10. С. 1072. <http://dx.doi.org/10.21883/FTP.2020.10.49945.9419>
9. Lebedeva N.M., Soldatenkov F.Y., Sobolev M.M., Usikova A.A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2022. V. 2227. P. 012019. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/2227/1/012019>
10. Соболев М.М., Солдатенков Ф.Ю. // ФТП. 2022. Т. 56. № 1. С. 53. <https://www.doi.org/10.21883/FTP.2022.01.51812.9729>
11. Sobolev M.M., Soldatenkov F. Yu., Shul'pina I.L. // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. № 16. P. 161588. <https://www.doi.org/10.1063/1.5011297>
12. Соболев М.М., Солдатенков Ф.Ю. // ФТП. 2018. Т. 52. № 2. С. 177. <http://dx.doi.org/10.21883/FTP.2018.02.45440.8680>
13. Солдатенков Ф.Ю., Данильченко В.Г., Корольков В.И. // ФТП. 2007. Т. 41. № 2. С. 217. <https://journals.ioffe.ru/articles/6255>
14. Данильченко В.Г., Корольков В.И., Солдатенков Ф.Ю. // ФТП. 2009. Т. 43. № 8. С. 1093. <https://journals.ioffe.ru/articles/6927>
15. Panish M.B., Ilegems M. Phase equilibria in ternary III–V systems. // Progress in Solid State Chemistry, vol. 7. / Ed. Reiss H., McCaldin J.O. N.Y.: Pergamon, 1972. P. 39.
16. Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R. // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. № 11. P. 5815. <https://www.doi.org/10.1063/1.1368156>
17. Lang D.V., Logan R.A., Jaros M. // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. № 1. P. 1015. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.19.1015>
18. Mooney P.M. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. № 3. P. R1. <https://doi.org/10.1063/1.345628>
19. Theis T.N., Mooney P.M., Parker B.D. // J. Electron. Mater. 1991. V. 20. № 1. P. 35. <https://doi.org/10.1007/BF02651963>
20. Soldatenkov F. Yu., Kozlov V.A., Shulpina I.L., Ivanovskiy V.I. // J. Phys. Conf. Ser. 2015. V. 661. P. 012066. <https://www.doi.org/10.1088/1742-6596/661/1/012066>

21. Kuno H.J. // IEEE Trans. Electron. Devices. 1964. V. 11. № 1. P. 8.
<https://www.doi.org/10.1109/T-ED.1964.15272>
22. Fink H.J. // Solid-State Electron. 1964. V. 7. № 11. P. 823.
<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0038110164901340>
23. Jung Y., Vacic A., Perea D.E., Picraux S.T., Reed M.A. // Nanowires Adv. Mater. 2011. V. 23, № 10. P. 4306.
<https://www.doi.org/10.1002/adma.201101429>
24. Watanabe M.O., Ahizawa Y., Sugiyama N., Nakanisi T. // Inst. Phys. Conf. Ser. 1987. V. 83. P. 105.
25. Martin G.M., Mitonneau A., Mircea A. // Electron. Lett. 1977. V. 13. № 7. P. 191.
<https://www.doi.org/10.1049/el:19770140>
26. Milnes A.G. Deep Impurities in Semiconductors. N.Y., London, Sydney, Toronto: Wiley-Interscience Publication, John Wiley and Sons Inc., 1973.

Transient Spectroscopy of Defects with Deep Levels in AlGaAsSb/GaAs $p-i-n$ -Heterostructures

F. Yu. Soldatenkov^{1, *}, M. M. Sobolev^{1, **}, A. S. Vlasov¹, A. V. Rozhkov¹

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021 Russia

*e-mail: f.soldatenkov@mail.ioffe.ru

**e-mail: m.sobolev@mail.ioffe.ru

High-voltage gradual p^0-i-n^0 junctions of AlGa_{1-x}As_{1-y}Sb_y with y up to 15%, capable of absorbing radiation with a wavelength of 1064 nm, grown on GaAs substrates by liquid-phase epitaxy due to autodoping with background impurities, have been studied. The composition of the liquid phase and the growth temperature interval were chosen such that the content of aluminum compounds x along the thickness of the epitaxial layer monotonically decreased from the set values of about 34% to units of percent at the surface of the layer, and the content of antimony compounds y increased, while the width of the band gap gradually decreased from the substrate to the surface of the lightly doped layer and reached the desired values ~ 1.16 eV. Using the methods of capacitance-voltage characteristics and deep level transient spectroscopy, the configuration-bistable DX centers of Si and Se/Te donor impurities were identified in them. The absence of deep levels associated with dislocations was found in the studied heterostructures. The effective lifetime of minority carriers in the base layers of the AlGa_{1-x}As_{1-y}Sb_y/GaAs diode was determined using the method of reverse recovery of diodes. Assuming that the lifetime of minority carriers is determined mainly by the capture of holes at the acceptor-like deep DX -level of Si, the value of the capture cross section of holes at the DX -level was estimated. The capture cross section turned out to be equal to $6 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$.

Keywords: heterostructure, high-voltage p^0-i-n^0 junction, diode, deep level transient spectroscopy, DX center, liquid-phase epitaxy, lattice mismatch, reverse recovery of diodes, carrier's lifetime.