

05;06;12

Электрические свойства и фоточувствительность гетероструктур, полученных термическим разложением водного раствора нитрата галлия на поверхности скола селенида индия (0001)

© С.И. Драпак,¹ Н.С. Юрценюк,² З.Д. Ковалюк¹

¹ Институт проблем материаловедения им. И.М. Францевича НАН Украины, Черновицкое отделение, 58001 Черновцы, Украина
e-mail: drapak@unicom.cv.ua

² Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича, 58012 Черновцы, Украина

(Поступило в Редакцию 4 февраля 2008 г)

Показана принципиальная возможность использования метода термического разложения водного раствора нитрата галлия в воздушной атмосфере на поверхности полупроводниковой подложки для изготовления структур, чувствительных в ближней УФ-области спектрального дипазаона. Представлены результаты исследования электрических и фотоэлектрических свойств гетероструктур $\text{Ga}_2\text{O}_3-n-(p)\text{-InSe}$. Обнаружено, что возникновение высокоомного слоя на границе раздела $\text{InSe-Ga}_2\text{O}_3$ оказывает влияние не только на электрические свойства, но и на спектральное распределение фоточувствительности исследуемых гетероструктур. Сделано предположение о том, что токовая нестабильность с Z - и N -образными обратными ветвями вольт-амперных характеристик структур $\text{Ga}_2\text{O}_3-p\text{-InSe}$ является следствием неоднородности распределения легирующей примеси в объеме квазидвумерного селенида индия p -типа проводимости.

PACS: 73.40.Lq, 78.66.-w

Основой ультрафиолетовой (УФ) электроники являются структуры на основе Si, GaP, GaN, AlGaIn, SiC, ZnO и ZnS [1]. Согласно [2], гетероструктуры (ГС) „собственный окисел— GaSe “, сформированные при определенных температурно-временных режимах окисления полупроводниковой подложки в воздушной атмосфере (когда собственный окисел селенида галлия состоит в основном из Ga_2O_3 , предположительно β -модификации), являются фоточувствительными в ближней УФ-области спектрального диапазона. Несмотря на это обстоятельство возможность использования такого широкозонного соединения, как оксид галлия Ga_2O_3 (ширина запрещенной зоны $E_g = 4.6 \text{ eV}$ [3] или 4.7 eV [4] при комнатной температуре) для изготовления фотопреобразователей для УФ-области спектра в литературе не рассматривается.

В настоящей работе представлены результаты первых исследований электрических и фотоэлектрических свойств ГС $\text{Ga}_2\text{O}_3-n-(p)\text{-InSe}$, изготовленных методом термического разложения водного раствора нитрата галлия на поверхности селенида индия.

1. Для изготовления гетероструктур использовались подложки из $n-(p)\text{-InSe}$ с концентрацией свободных электронов (дырок) $n \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ($p \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) и подвижностью основных носителей заряда перпендикулярно оси симметрии $S \mu_{\perp} \approx 700\text{--}800$ и $\approx 20\text{--}30 \text{ cm}^2/(\text{V s})$ при $T = 300 \text{ K}$ для материалов n - и p -типов проводимости соответственно. Удельное сопротивление $n\text{-InSe}$ в направлении, перпендикулярном слоям, составляло $\sim 10^2$, а $p\text{-InSe} \sim 10^4 \text{ }\Omega \text{ cm}$ при комнатной температуре.

Пленки Ga_2O_3 толщиной $d \sim 2\text{--}3 \mu\text{m}$ получали путем термического разложения водного раствора нит-

рата галлия $\text{Ga}(\text{NO}_3)_3$ на поверхности скола селенида индия (0001) в воздушной атмосфере при $T = 350^\circ\text{C}$. Процесс формирования пленок длился не более 2–3 min. По предварительным данным рентгеновских исследований, пленки, полученные аналогичным образом на стеклянных подложках, являлись поликристаллическими и состояли в основном из $\text{Ga}_2\text{O}_3 \beta$ -модификации. После нанесения пленок оксида галлия подложки из InSe обрезались по периметру и скалывались со стороны, противоположной сформированному слою оксида галлия. В качестве токовыводящих контактов со стороны Ga_2O_3 и $n\text{-InSe}$ использовался In , а со стороны $p\text{-InSe} — \text{Ag}$.

2. Измеренные стационарные вольт-амперные характеристики (ВАХ) изготовленных таким способом структур проявляют четкий эффект выпрямления (рис. 1, кривые 1, 2) при напряжении смещения $|V| = 1.5\text{--}2 \text{ V}$ прямой ток превышает обратный не менее, чем в 10 раз для ГС $\text{Ga}_2\text{O}_3-p\text{-InSe}$ и не менее, чем в 10^3 , для ГС $\text{Ga}_2\text{O}_3-n\text{-InSe}$. Обращает на себя внимание тот факт, что пропускное направление ВАХ соответствует подключению плюса внешнего источника тока к селениду индия n -типа проводимости для ГС $\text{Ga}_2\text{O}_3-n\text{-InSe}$ и к пленке $\text{Ga}_2\text{O}_3 —$ для структур $\text{Ga}_2\text{O}_3-p\text{-InSe}$, т.е. в то время как пленки, полученные на поверхности $n\text{-InSe}$, ведут себя аналогично материалу n -типа проводимости, пленки на поверхности $p\text{-InSe} —$ аналогично материалу p -типа проводимости.

Исследование при помощи термомонда показало, что пленки оксида галлия являются материалом n -типа проводимости. Это обстоятельство может быть объяснено из следующих соображений. Удельное сопро-

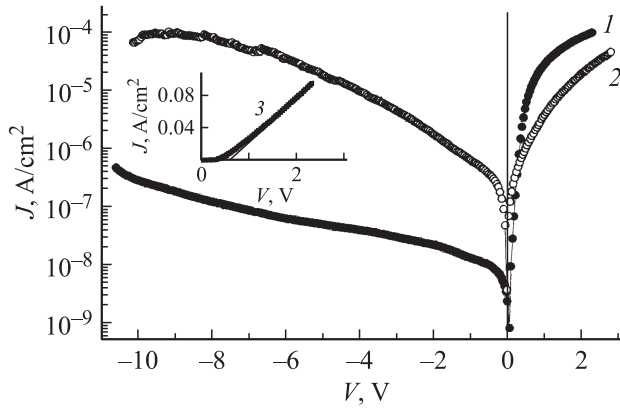


Рис. 1. Стационарные вольт-амперные характеристики гетероструктур $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}n\text{-InSe}$ (1) и $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}p\text{-InSe}$ (2) при $T = 300\text{ K}$. Кривая 3 демонстрирует определение напряжения отсечки V_0 для структур $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}n\text{-InSe}$ при комнатной температуре.

тивление ρ монокристаллического $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ составляет $\rho \approx 4\text{--}10\ \Omega\text{ cm}$ [5,6]. Обычно значение ρ поликристаллических образцов на несколько порядков превышает ρ монокристаллов. И действительно, по предварительным оценкам удельное сопротивление полученных нами пленок на стеклянных подложках составляет $\sim 10^3\ \Omega\text{ cm}$. Следовательно, для изотипных структур $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}n\text{-InSe}$ ρ пленок оксида галлия превышает ρ $n\text{-InSe}$. В этом случае область пространственного заряда (ОПЗ) смещена в основном в Ga_2O_3 , и пропускное направление ВАХ изотипных ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}n\text{-InSe}$ соответствует подключению минуса внешнего источника тока к пленке оксида галлия. Для анизотипных структур $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}p\text{-InSe}$ удельное сопротивление $p\text{-InSe}$ превышает ρ оксида галлия, и ОПЗ смещена в основном в селенид индия p -типа проводимости.

Модель, объясняющая реализацию запорного слоя в структурах на основе $p\text{-InSe}$, в независимости от того, является ли поверхностный электростатический потенциал ψ_s величиной положительной ($\psi_s > 0$) или отрицательной ($\psi_s < 0$), предложена в [7]. Для полупроводников p -типа проводимости в первом случае приповерхностная область обеднена, а во втором — обогащена основными носителями заряда.

Селенид индия p -типа проводимости получают путем легирования $n\text{-InSe}$ атомами элементов II (Zn, Cd) или V (P, As) групп (в настоящей работе использован $\text{InSe}:\text{Cd}$). Легирование селенида индия сопровождается не только внедрением примесных атомов в тетраэдрические и октаэдрические пустоты слоев (образование мелких акцепторных уровней с энергией ионизации $\sim 220\text{ meV}$ [7]), но и в межслоевое пространство. Внедрение примесных атомов в межслоевое пространство приводит к образованию глубокого донорного уровня с энергией ионизации $\sim 580\text{ meV}$ [7]. Причем концентрация электронов на глубоком донорном уровне превышает равновесную концентрацию дырок в $p\text{-InSe}$

при комнатной температуре. При этом уже совсем незначительного приповерхностного изгиба зон вверх ($|\psi_s| \geq 0.15\text{--}0.2\text{ eV}$) достаточно для ионизации этого уровня [7]. В результате $p\text{-InSe}$ в структурах ведет себя, как материал n -типа проводимости. В этом случае пропускное направление ВАХ выпрямляющих структур на основе этого полупроводникового соединения соответствует подключению минуса внешнего источника тока к селениду индия p -типа проводимости [7], что и наблюдается на опыте для исследуемых анизотипных гетероконтактов $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}p\text{-InSe}$.

Как видно из рис. 2 (кривая 2), начальный участок прямой ветви ВАХ ($V \leq 0.2$) для изотипных ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}n\text{-InSe}$ следует известному диодному уравнению [8] $J \sim J_0(\exp(eV/nkT) - 1)$, где J_0 — ток насыщения, а диодный показатель $n \approx 1.9$ при $T = 300\text{ K}$, что характерно для генерационно-рекомбинационных процессов в ОПЗ [8]. Однако изменение температуры не влияет на наклон начальных участков прямой ВАХ исследуемых структур (рис. 2, кривые 1–4). Такая зависимость тока от приложенного напряжения является типичной для структур с туннельно-тонким слоем диэлектрика на границе раздела (для структур металл– $\text{SiO}_2\text{-Si}$ с толщиной SiO_2 $d < 100\ \text{\AA}$ [8]) и описывается выражением [8]

$$J = J_0 \exp(-\alpha_T \varphi_T^{1/2} d) (\exp(eV/kT) - 1), \quad (1)$$

где плотность тока насыщения

$$J_0 = A^* T^2 \exp(-e\varphi_0/kT),$$

d — толщина высокоомного слоя на границе раздела, φ_T — высота барьера в системе полупроводник–диэлектрик, A^* — эффективная постоянная Ричардсона, φ_0 — величина диффузионного потенциала, множитель $(-\alpha_T \varphi_T^{1/2} d)$ представляет собой вероятность туннелирования.

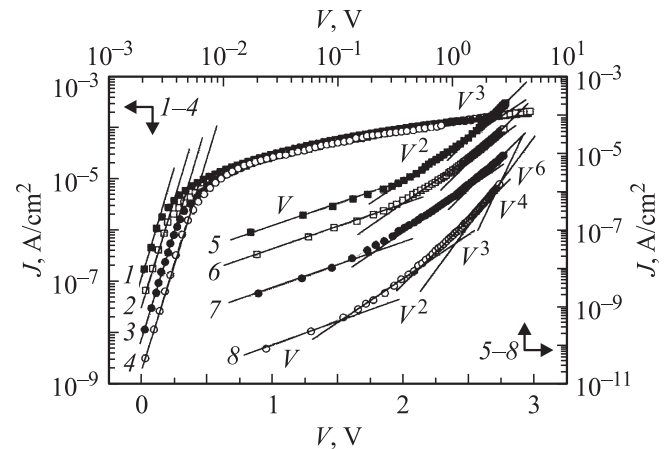


Рис. 2. Прямые ветви вольт-амперных характеристик гетероструктур $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}n\text{-InSe}$ (1–4) и $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}p\text{-InSe}$ (5–8) при температуре T : 1, 5 — 331; 2, 6 — 300; 3, 7 — 287; 4, 8 — 234 K.

С ростом напряжения прямого смещения $V > 1.3-1.5$ В темновой ток изотипных ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3-n\text{-InSe}$ следует линейному закону

$$J = (V - V_0)/R_0, \quad (2)$$

где напряжение отсечки $V_0 \approx 0.6$ В (рис. 1, кривая 3), а остаточное сопротивление $R_0 \approx 2 \cdot 10^5 \Omega$.

Обычно считается, что величина диффузионного потенциала φ_0/e для ГС является величиной, не меньшей, чем V_0 ($\varphi_0/e \geq V_0$). И действительно, величина диффузионного потенциала, определенная из вольт-фарадных характеристик (ВФХ) обратно-смещенных ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3-n\text{-InSe}$ в диапазоне частот $\omega = 1.5-5$ kHz по методике [9], составляет $\varphi_0/e \approx 0.9$ В.

Следует обратить внимание на то, что остаточное сопротивление R_0 значительно превышает сопротивление пленок оксида галлия, полученных описанным выше методом, на стеклянных подложках. Причем увеличение толщины пленок Ga_2O_3 в два и более раз не приводит к изменению R_0 . Это обстоятельство также свидетельствует о формировании высокоомного слоя на границе раздела в процессе изготовления ГС. Химический состав и структура такого слоя являются предметом отдельных исследований. Отметим только, что результаты исследований химического состава и морфологии пленок, образующихся на поверхности селенида индия в результате отжига этого соединения при различных температурно-временных режимах в воздушной атмосфере, а также свойств ГС „собственный окисел-InSe“ представлены в литературе достаточно широко. Однако известно, что увеличение влажности окружающей среды (относительно данных исследований: водный раствор $\text{Ga}(\text{NO}_3)_3$ на поверхности InSe) способствует уменьшению температуры, при которой на поверхности полупроводника формируется собственный окисел, а также увеличению скорости роста окисной фазы. Более того, как показано в [10], состав собственного окисла соединений A^3B^6 , сформированного при определенных условиях, может быть достаточно сложным и включать в себя как оксиды селена (SeO_2 , SeO_3 , Se_2O_5), так и селенаты или гидраты селенитов элементов III группы. Удельное сопротивление таких соединений достаточно велико.

Обратный ток изотипных ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3-n\text{-InSe}$ в области напряжений смещения $|V| < 4.5-5$ В при $T = 300$ К описывается выражением

$$J \sim (\varphi_0 - eV)^{1/2}, \quad (3)$$

характерным для генерационно-рекомбинационных процессов в активной области структур [8]. В диапазоне обратных смещений $4.5-5 < |V| < 8-8.5$ В ВАХ таких структур соответствует уравнению

$$J = a_1 \exp(-b_1/(\varphi_0 - eV)^{1/2}), \quad (4)$$

что свидетельствует о преобладании туннельного тока [8]. В (4) b_1 — параметр, не зависящий от V , а a_1 —

параметр, учитывающий степень заполнения энергетических уровней, с которых происходит тунелирование. С увеличением обратного смещения (в диапазоне до $8-8.5 < |V| < 12$ В) ВАХ ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3-n\text{-InSe}$ аппроксимируется выражением $J \sim V^m$, где показатель степени возрастает от значения $m = 4$ до 6, что свидетельствует о наступлении „мягкого пробоя“.

Поскольку концентрация различного типа дефектов в селениде индия p -типа проводимости (легированный полупроводник) больше, чем в нелегированном $n\text{-InSe}$, то под влиянием внешнего воздействия (термического, деформационного, химического взаимодействия с веществами, имеющими окислительную или кислотную природу, и др.) $p\text{-InSe}$ значительно легче разрушается [11]. Поэтому при идентичных условиях изготовления ГС толщина слоя на границе раздела $p\text{-InSe}-\text{Ga}_2\text{O}_3$ может превышать таковую для слоя, образующегося на поверхности $n\text{-InSe}$ в процессе формирования пленок оксида галлия. Кроме этого, может изменяться его структура и химический состав. Все это должно было бы привести к изменению как физических свойств переходного слоя, так и свойств ГС в целом. И действительно, если прямые ветви ВАХ изотипных ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3-n\text{-InSe}$ (рис. 2, кривые 1-4) являются характерными для структур с туннельно-прозрачным слоем диэлектрика, то прямые ветви ВАХ анизотипных ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3-p\text{-InSe}$ (рис. 2, кривые 5-8) хорошо интерпретируются в рамках теории токов, ограниченных пространственным зарядом.

Как видно из рис. 2 (кривые 5-8), во всем исследуемом диапазоне температур прямые ветви ВАХ структур $n\text{-Ga}_2\text{O}_3-p\text{-InSe}$ в двойном логарифмическом масштабе состоят из нескольких участков. В области малых прямых смещений зависимость J от V линейна: $J \sim V$. С увеличением V наблюдается безловушечный квадратичный закон $J \sim V^2$. Дальнейшее увеличение прямого смещения приводит к более резкому росту плотности тока от напряжения: $J \sim V^3$ при $T = 331$ К (см. рис. 2, кривая 5), и изменению J от $J \sim V^3$ до $J \sim V^6$ в диапазоне $V \approx 0.55-2.5$ В при $T = 331$ К (рис. 2, кривая 8). Согласно [12], такая зависимость J от приложенного напряжения характерна для токов монополярной инжекции. Как свидетельствует оценка, сделанная из измерений емкости исследуемых ГС при нулевом смещении, толщина переходного слоя (в том случае, если его химический состав и структура одинаковы, т. е. при одинаковом значении эффективной диэлектрической проницаемости) на границе раздела $\text{Ga}_2\text{O}_3-p\text{-InSe}$ более чем на порядок превышает аналогичную величину для структур $\text{Ga}_2\text{O}_3-n\text{-InSe}$.

Обратные ветви ВАХ ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3-p\text{-InSe}$ (рис. 1, кривая 2; рис. 3, кривые 3-5) характеризуются наличием нескольких токовых максимумов (так называемых Z -образностей [13]) и участком с отрицательной дифференциальной проводимостью (N -образная ВАХ). Такая зависимость тока от напряжения смещения является типичной для полупроводниковых структур с рядом последовательно расположенных квантовых ям (semiconductor

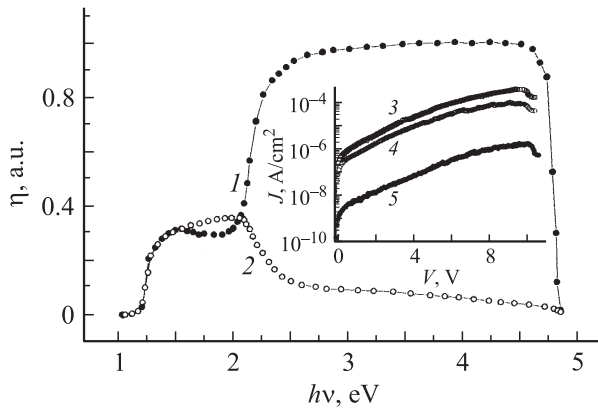


Рис. 3. Спектральная зависимость относительной квантовой эффективности фотопреобразования гетероструктур $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}n\text{-InSe}$ (1) и $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}p\text{-InSe}$ (2) при $T = 300\text{ K}$. Кривые 3–5 — обратные ветви вольт-амперных характеристик гетероструктур $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}p\text{-InSe}$ при температуре T : 3 — 331; 4 — 300; 5 — 234 K.

multiple-quantum-well structures) [13] или сверхрешеток, в том числе и неупорядоченных, свойства которых определяются квантоворазмерными эффектами [14].

Токовые максимумы (Z -образности) в литературе связываются с резонансным туннелированием носителей заряда между соседними квантовыми ямами, например [13], а N -образность ВАХ — с резонансным туннелированием между электродом и ближайшей квантовой ямой [13].

Детальный анализ обратных ветвей ВАХ ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}p\text{-InSe}$ является предметом отдельной работы. Отметим только, что возникновение токовой нестабильности с Z - и N -образными ВАХ исследуемых структур, по всей видимости, не следует связывать с образованием переходного слоя на границе раздела $\text{Ga}_2\text{O}_3\text{-}p\text{-InSe}$. Подобные обратные ветви ВАХ наблюдаются и для структур на основе селенида индия p -типа проводимости, изготовление которых включает химическое взаимодействие между контактирующими материалами или их взаимную диффузию. Однако возникновение участков с отрицательной дифференциальной проводимостью имеет место только в том случае, когда приповерхностного изгиба зон в $p\text{-InSe}$ достаточно для ионизации глубокого донорного уровня (см., например, [15]), т.е. когда $p\text{-InSe}$ в структурах ведет себя как материал n -типа проводимости, что и наблюдается для исследуемых ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}p\text{-InSe}$ (величина диффузионного потенциала, определенная из зависимости $V = f(C^{-2})$ обратных смещенных структур составляла $\phi_0 \approx 0.3\text{--}0.32\text{ eV}$ для различных образцов). По всей видимости, наблюдаемая токовая нестабильность с Z - и N -образной ВАХ может быть связана с неоднородным распределением примесных атомов в объеме квазидвумерного селенида индия p -типа проводимости. В этом случае не исключено наличие хаотически расположенных областей n -типа проводимости с толщиной, соизмеримой с толщиной одного–нескольких слоев в объеме $p\text{-InSe}$ подложки.

Согласно [13], количество токовых максимумов на ВАХ полупроводниковых структур с квантовыми ямами зависит от количества барьеров в структуре. При увеличении обратного смещения ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}p\text{-InSe}$ увеличивается количество таких участков n -типа проводимости (количество барьеров) в области сильного электрического поля (ОПЗ, смещенная в основном в селенид индия, расширяется), что и выражается в появлении ряда токовых максимумов на обратных ветвях ВАХ таких структур. Еще одна возможная причина наблюдаемых ВАХ ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}p\text{-InSe}$ Z - и N -типа также может быть связана с неравномерностью легирования моноселенида индия.

Поскольку на границе раздела $\text{InSe-Ga}_2\text{O}_3$ (или $\text{InSe-диэлектрический зазор-Ga}_2\text{O}_3$) приповерхностного изгиба зон достаточно для ионизации глубокого донорного уровня ($p\text{-InSe}$ ведет себя как полупроводник n -типа проводимости), то в глубине полупроводника глубокие донорные уровни не ионизированы, и $p\text{-InSe}$ остается материалом p -типа проводимости. Как следствие, происходит образование $p\text{-}n$ -перехода в глубине InSe . С увеличением приповерхностного изгиба зон в $p\text{-InSe}$ (при увеличении обратного смещения) расстояние от границы раздела $\text{InSe-Ga}_2\text{O}_3$, на котором происходит ионизация глубокого донорного уровня, увеличивается, а плоскость $p\text{-}n$ -перехода смещается вглубь селенида индия. Во время „прохождения“ плоскости $p\text{-}n$ -перехода через области с неоднородным легированием меняются параметры $p\text{-}n$ -перехода, что и может выражаться в появлении ряда токовых максимумов (Z -образностей) на обратных ветвях ВАХ. В этом случае участок с отрицательной дифференциальной проводимостью (N -образность), по всей видимости, связан с резонансным туннелированием между тыльным металлическим контактом и областью $p\text{-InSe}$, в которой глубокий донорный уровень ионизован, а толщина той области, где $p\text{-InSe}$ все еще остается материалом p -типа проводимости, становится туннельно-прозрачной.

3. Возникновение высокоомного слоя на границе раздела $\text{InSe-Ga}_2\text{O}_3$ оказывает не только влияние на электрические свойства, но и на спектральное распределение fotocувствительности ГС.

На рис. 3 представлены типичные спектры относительной квантовой эффективности фотопреобразования $\eta(h\nu)$ ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}n\text{-InSe}$ (кривая 1) и $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}p\text{-InSe}$ (кривая 2), определенной как отношение фототока к числу падающих фотонов при освещении ГС со стороны пленок оксида галлия. Как видно из этого рисунка, fotocувствительность обеих типов ГС ограничена значениями ширины запрещенной зоны контактирующих материалов. Обращает на себя внимание заметное возрастание для ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}n\text{-InSe}$ и уменьшение для ГС $n\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-}p\text{-InSe}$ fotocувствительности в диапазоне энергий $h\nu = 2\text{--}2.5\text{ eV}$.

Согласно [2], термическое воздействие на InSe при $T \approx 300^\circ\text{C}$ в воздушной атмосфере приводит к образованию на его поверхности пленок In_2Se_3 (ширина запрещенной зоны γ -политипа In_2Se_3 $E_g = 2\text{ eV}$

при $T = 300\text{ K}$). В том случае, когда на поверхности InSe происходит разложение водного раствора нитрата галлия, нельзя исключить и возможность образования Ga_2Se_3 с $E_g = 2.1\text{--}2.6\text{ eV}$ при комнатной температуре [2].

Включения In_2Se_3 и Ga_2Se_3 в высокоомный переходной слой на границе раздела $\text{InSe}\text{--}\text{Ga}_2\text{O}_3$ могут „принимать участие“ в процессе разделения генерированных светом неравновесных носителей заряда, а само наличие такого слоя приводит к тому, что спектры фоточувствительности ГС $\text{Ga}_2\text{O}_3\text{--}\text{InSe}$ представляют собой суперпозицию фотопроводимости ее отдельных компонентов: переходный слой $\text{--}\text{Ga}_2\text{O}_3$ и переходный слой $\text{--}\text{InSe}$. При освещении светом мощностью $\sim 100\text{ mW/cm}^2$ величина фотоэдс насыщения достигала значений 0.6 и 0.18 V для изотипных и анизотипных ГС $\text{Ga}_2\text{O}_3\text{--}\text{InSe}$ соответственно. С увеличением толщины поликристаллических пленок Ga_2O_3 на поверхности селенида индия увеличивается коэффициент рассеивания света и фоточувствительность обоих типов структур резко уменьшается вплоть до ее полного исчезновения.

4. Таким образом, показана принципиальная возможность использования метода термического разложения водного раствора нитрата галлия в воздушной атмосфере на поверхности полупроводниковой подложки для изготовления структур, чувствительных в ближней УФ-области спектрального диапазона. Исследованы вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики впервые изготовленных вышеоцененным методом ГС $\text{Ga}_2\text{O}_3\text{--}n\text{--}(p\text{--})\text{InSe}$.

Обнаружено, что возникновение высокоомного слоя на границе раздела $\text{InSe}\text{--}\text{Ga}_2\text{O}_3$ оказывает влияние не только на электрические свойства, но и на спектральное распределение фоточувствительности ГС $\text{Ga}_2\text{O}_3\text{--}n\text{--}(p\text{--})\text{InSe}$. Сделано предположение о том, что токовая нестабильность с Z - и N -образными ветвями ВАХ структур $\text{Ga}_2\text{O}_3\text{--}p\text{--}\text{InSe}$ является следствием неоднородности распределения легирующей примеси в объеме квазидвумерного селенида индия p -типа проводимости.

Список литературы

- [1] Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А. // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 9. С. 1025–1055.
- [2] Savchyn V.P., Kytsai V.B. // Thin Solid Films. 2000. Vol. 361–362. N 1–2. P. 123–125.
- [3] Hariu T., Sasaki S., Adachi H., Shibata Y. // Jpn. J. Appl. Phys. 1977. Vol. 16. N 5. P. 841–842.
- [4] Tippins H.H. // Phys. Rev. 1965. Vol. 140. N 1A. P. A316–A319.
- [5] Lorenz M.R., Woods J.F., Gambino R.J. // J. Phys. Chem. Solids. 1967. Vol. 28. N 3. P. 403–404.
- [6] Orita M., Hiramatsu H., Ohta H., Hirano M., Hosono H. // Thin Solid Films. 2002. Vol. 411. N 1. P. 134–139.
- [7] Martinez-Pastor J., Segura A., Valdes J.L., Chevy A. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 4. P. 1477–1483.
- [8] Sze S.M. Physics of Semiconductor Devices. N Y: Wiley-Intersci, 1981. 456 p.
- [9] Лебедев А.А., Лебедев А.А., Давыдов Д.В. // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 1. С. 113–116.
- [10] Дранак С.И., Гаврилюк С.В., Ковалюк З.Д., Литвин О.С. // ФТП. 2008. Т. 42. Вып. 4. С.423–430.
- [11] Дранак С.И., Ковалюк З.Д. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 9. С. 76–80.
- [12] Ламперт Г., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973. 416 с.
- [13] Pupyshva O.V., Dmitriev A.V., Ferajian A.A., Mizuseki H., Kowazoe Y. // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100. N 3. P. 033 718–1–033 718-9.
- [14] Pupyshva O.V., Dmitriev A.V. // Physica E. 2003. Vol. 18. N 1–3. P. 290–291.
- [15] Дранак С.И., Ковалюк З.Д. // Физ. хим. тв. тела. 2004. Т. 5. Вып. 2. С. 292–298.