МЕХАНИЗМ ТОКОПЕРЕНОСА В ПЛЕНОЧНОЙ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ $\text{Au-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S-Mo}$ С УЗКИМ СПЕКТРОМ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Р.Р. Кобулов, М.А. Махмудов, С.Ю. Герасименко, О.К. Атабоев

Физико-технический институт АН РУз, 100084, Ташкент, Узбекистан

krr1982@bk.ru

(Получена 04.10.2017)

300–400 нм нурланиш спектрининг ультрабинафша қисмида тор спектрал фотосезгирликка эга пленкалар $\text{Au-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S-Mo}$ -структуранинг электрофизик характеристикалари тадқиқ қилинди. Структурада фотоэлектрик хоссалар $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ қаттиқ аралашманинг $x = 0.6$ ва $E_g \approx 3.14$ эВ параметрлари билан аниқланди. Ушбу структура фақат 300–400 нм спектрал диапазонидаги ультрабинафша нурланишларни сезувчи ва бошқа нурланиш соҳасидаги нурланишларни қайд қилмайдиган ультрабинафша фотоприемникни яратиш имконини беради.

Исследованы электрофизические характеристики пленочной $\text{Au-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S-Mo}$ -структуры с узким спектром фоточувствительности в ультрафиолетовой части спектра излучения 300–400 нм. Установлено, что в такой структуре фотоэлектрические характеристики определяются параметрами твердого раствора $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.6$ и $E_g \approx 3.14$ эВ. Данная структура даст возможность создать ультрафиолетовый фотоприемник, чувствительный только к ультрафиолетовому излучению в спектральном диапазоне 300–400 нм, и будет “слепым” к излучениям в другой области излучения.

The electrical characteristics of the $\text{Au-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S-Mo}$ film structure with a narrow spectrum of photosensitivity in the ultraviolet part of the radiation spectrum of 300–400 nm are investigated. It is established that in such a structure, the photovoltaic characteristics are determined by the parameters of the solid solution $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$, $x = 0.6$ and $E_g \approx 3.14$ eV. This structure will enable to create ultraviolet photodetector, which will feel only the ultraviolet radiation in the spectral range 300–400 nm, and will be “blind” to radiation in different regions.

I. ВВЕДЕНИЕ

Фоточувствительные полупроводниковые приборы широко используются в системах автоматики, оптической связи, в космической технике и в других областях науки и техники. Соединения A^2B^6 обладают удачным сочетанием электрических и фотоэлектрических свойств. Эти материалы имеют ширину запрещенной зоны, соответствующую полному спектру видимого и ультрафиолетового света, для них характерны прямые оптические переходы, что позволяет получать высокую эффективность генерации электронно-дырочных пар. В настоящее время интенсивные исследования ведутся в области создания высокоэффективных солнечных элементов [1, 2]. Есть большая потребность в высокочувствительных, помехоустойчивых фотоприемниках с фоточувствительностью в ближней ультрафиолетовой области электромагнитного излучения. Такие фотоприемники нужны для помехоустойчивой регистрации и передачи электрического сигнала в приборах, применяемых в медицине, для управления

параметрами технологического процесса, в материаловедении при определении состава вещества и электронной структуры химических элементов [3].

Целью данной работы является создание пленочного инжекционного фотоприемника, чувствительного в ближней ультрафиолетовой области спектра электромагнитного излучения, на основе твердого раствора соединений A^2B^6 . Инжекционные фотодиоды, новый класс фотоприемников с внутренним усилением, ранее были созданы и исследованы на основе многих полупроводников (легированный германий и кремний, арсенид галлия, антимонид индия, твердые растворы соединений A^3B^5 и другие материалы) [4, 5]. Инжекционный фотодиод представляет собой диод с длинной базовой областью из высокоомного полупроводника. Длина базы в несколько раз превышает длину диффузионного смещения неосновных носителей тока. В таких диодах p - n -переход включается в пропускном направлении. Инжекционный фотодиод работает в режиме высоких уровней инжекции, при этом проводимость базовой области определяется инжектированными носителями. Для создания эффективных инжекционных фотодиодов на основе соединений A^2B^6 необходимо синтезировать материалы с улучшенными свойствами [6]. Данная работа посвящена исследованию механизма токопереноса в инжекционных Au - n - $Zn_xCd_{1-x}S$ -Мо-структурах, фоточувствительных в ближней УФ области спектра излучения, с целью установления оптимального технологического режима выращивания слоев твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}S$ для создания инжекционных фотоприемников с высокой фоточувствительностью.

II. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ

Для проведения исследований были изготовлены Au - $Zn_xCd_{1-x}S$ -Мо-структуры путем напыления золота (Au) в вакууме $\sim 10^{-5}$ Торр на поверхность пленок твердого раствора (ТР) $Zn_xCd_{1-x}S$ с удельным сопротивлением $\rho \approx 10^{10}$ Ом·см. Поликристаллические крупноблочные пленки $Zn_xCd_{1-x}S$ выращивали методом газотранспортной эпитаксии в потоке водорода путем испарения из двух разных источников ZnS и CdS на подложку из молибдена. Температуру в испарителях поддерживали при определенных значениях, связанных с температурой испарения ZnS и CdS . Пленки $Zn_xCd_{1-x}S$ имеют столбчатую структуру зерен с размерами 10–20 мкм. Зерна полностью охватывают всю толщину пленки. Светочувствительная область элемента имеет площадь ~ 0.7 см².

Вольтамперные характеристики (ВАХ) изготовленных структур измеряли в прямом и обратном направлении тока в темноте при комнатной температуре ($T = 300$ К). Спектральную зависимость фоточувствительности измеряли на монохроматоре ЗМР-3 также при комнатной температуре. Источником излучения служила ксеноновая лампа типа ДКСШ-1000, работающая в режиме минимально допустимой мощности, которая обеспечивала световой поток 53000 лм и яркость до 120 Мкд/м² в центре светового пятна. Интенсивность падающего излучения измеряли при помощи термоэлемента с кварцевым окошком РТН-10с.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлена спектральная зависимость фоточувствительности Au - $Zn_xCd_{1-x}S$ -Мо-структуры, приведенная в относительных единицах. Из рисунка видно, что кривая спектрального распределения фоточувствительности

расположена в ближней ультрафиолетовой области от 300 нм до 400 нм. Анализ спектра фоточувствительности фотоэлектрическим методом [7] наводит на мысль, что фототок в этой области связан с поглощением квантов излучения в слое с шириной запрещенной зоны $E_{g1} \approx 3.14$ эВ. В данной структуре основной фотоактивной областью является слой $Zn_xCd_{1-x}S$ с $E_{g1} \approx 3.14$ эВ, при этом величина $x=0.6$ [8].

На рис. 2 представлена в полулогарифмическом масштабе прямая (B) и обратная (A) ветви вольтамперной характеристики $Au-Zn_xCd_{1-x}S$ -Мо-структуры.

Прямым направлением тока (J_d) в структуре считалось, когда к контакту Au прикладывался положительный «+» потенциал и обратным (J_r), когда приложен отрицательный «-» потенциал. Анализ ВАХ показывает, что структура обладает выпрямляющим свойством и его коэффициент выпрямления, определяемый как отношение прямого и обратного тока при фиксированном напряжении $K = J_{direct}/J_{reverse}$ ($V=1$ В), составляет более двух порядков (см. рис. 2).

Рис. 1. Спектральное распределение фоточувствительности $Au-n-Zn_xCd_{1-x}S$ -Мо-структуры при комнатной температуре ($T=300$ К).

Рис. 2. Прямая (B) и обратная (A) ветвь ВАХ $Au-n-Zn_xCd_{1-x}S$ -Мо-структуры при комнатной температуре ($T=300$ К)

Проанализируем прямую ветвь ВАХ $Au-Zn_xCd_{1-x}S$ -Мо-структуры, измеренную на постоянном токе в темноте при комнатной температуре (рис. 2, кривая B). Как видно из рис. 2, прямая ветвь ВАХ, построенная в двойном логарифмическом

масштабе, состоит в основном из четырех участков, которые хорошо укладываются на прямые линии, т.е. они описываются степенными зависимостями $J = AV^\alpha$.

На первом участке прямой ветви ВАХ ток в структуре линейно растет с приложенным напряжением, т.е. $\alpha=1$ (закон Ома). Из этого участка можно определить удельное сопротивление базы, которое равно $\rho = 1 \times 10^{10} \Omega \cdot \text{см}$. Так как для твердого раствора $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.6$ $\mu_n = 70 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [8], то концентрация электрически активных доноров равна $N_D = 9 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$.

После линейного участка ВАХ следует участок квадратичного роста тока $J = AV^2$ [4], который возникает при модуляции проводимости базы инжекцией из контактов.

$$V = B_0 \sqrt{J}, \quad (1)$$

$$B_0 = \sqrt{\frac{8\omega^3}{9q\mu_n\mu_p\tau_p N_D}},$$

где μ_p , τ_p – подвижность и время жизни дырок, μ_n – подвижность электронов, J – плотность тока, ω – толщина базы, N_D – равновесная концентрация носителей. Используя формулу (1), из второго участка определим $\mu_p\tau_p$, которое равно $1.34 \times 10^{-7} \text{ см}^2/\text{В}$.

На третьем участке прямой ветви ВАХ $\alpha = 6.1$. Согласно теории [9], участок резкого роста тока типа $J = AV^\alpha$, где $\alpha \geq 2$ наблюдается в длинных диодах, в базе которых в рекомбинационных процессах, наряду с точечными дефектами-примесями, участвуют сложные комплексы, внутри которых происходит электронный обмен. Согласно этой теории, скорость рекомбинации имеет следующее аналитическое выражение:

$$U = N_R \frac{c_n c_p (np - n_i^2)}{c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) + \alpha \tau_i np}, \quad (2)$$

где N_R – концентрация рекомбинационных центров (комплексов), n , p – концентрации электронов и дырок, n_i – собственная концентрация в полупроводнике, c_n , c_p – коэффициенты захвата электронов и дырок, n_1 , p_1 – равновесные концентрации электронов и дырок в условиях, когда уровень Ферми совпадает с уровнем примеси (так называемые статические факторы Шокли-Рида), τ_i – время, учитывающее те или иные процессы электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса, a – коэффициент, зависящий от конкретного типа примесных или дефект-примесных комплексов (см. [9]).

В знаменателе выражения (2), когда реализуется неравенство

$$c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) < \alpha \tau_i np,$$

ВАХ диодной структуры описывается следующим аналитическим выражением [9]:

$$V = \frac{(b+1)\omega^2 N_R}{N_D \mu_n \tau_i} + \frac{\omega \sqrt{J}}{q \mu_n (b+1) C} - \frac{2(b+1)\omega^2 N_R c_n}{N_D \mu_n a \tau_i^2 C \sqrt{J}} = A + B \sqrt{J} - \frac{D}{\sqrt{J}}, \quad (3)$$

где N_D – концентрация мелких донорных примесных центров.

Зависимость (3) позволяет описать любое значение наклона ВАХ типа $J = AV^\alpha$, в том числе участка резкого роста. Из третьего участка ВАХ, в котором

величина степени $\alpha \approx 6.1$, были определены при помощи формулы (3) такие параметры, как N_R/τ_i , $p(0)$, $c_n/\alpha\tau_i$, где N_R – концентрация комплексов, τ_i – время задержки внутри комплекса, p – концентрация инжектированных неосновных носителей в базу, c_n – коэффициент захвата электронов. Для этого составили уравнение прямой линии для двух заданных экспериментальных точек (J_1, V_1 и J_2, V_2) и определили значение напряжения

$$V = V_1 - \frac{V_1 - V_2}{J_2 - J_1} J_1. \quad (4)$$

Значение (4) приравняем значению $A = (b+1)\omega^2 N_R / N_D \mu_p \tau_i$ из формулы (3), где $b = \mu_n/\mu_p = 10$ [8]. Для определения параметров $p(0)$, $c_n/\alpha\tau_i$ из этого участка выбирали три экспериментальные точки (J_1, V_1 , J_2, V_2 , J_3, V_{13}) и для них составляли уравнения для определения коэффициентов B и D .

$$B = \frac{V_2 - V_1}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}} - \frac{D \left[(1/\sqrt{J_1}) - (1/\sqrt{J_2}) \right]}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}, \quad (5)$$

$$D = \frac{(V_3 - V_2) - (V_2 - V_1) \left((\sqrt{J_3} - \sqrt{J_2}) / (\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}) \right)}{\left((1/\sqrt{J_2}) - (1/\sqrt{J_3}) \right) - \left((1/\sqrt{J_1}) - (1/\sqrt{J_2}) \right) \left((\sqrt{J_3} - \sqrt{J_2}) / (\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}) \right)}. \quad (6)$$

Эти значения приравнивали к их аналитическим значениям в формуле (3). При помощи формулы $p(i) = C\sqrt{J}$ оценивали концентрацию инжектированных электронов $p(i)$ в начале и в конце этих участков. Найденные значения параметров структуры из третьего участка прямой ветви ВАХ следующие: $N_R/\tau_i = 3.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, концентрация инжектированных носителей (дырок) в начале и в конце участка: $p(1) = 1.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $p(2) = 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $c_n / \alpha\tau_i = 1.2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$.

После третьего участка следует участок с квадратичной зависимостью $J \approx V^2$. Он проявляется, когда последнее слагаемое в знаменателе (2) начинает играть определяющую роль и выполняется неравенство $c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) > \alpha\tau_i n p$ и скорость рекомбинации выходит на полное насыщение $U = N_R/\tau_i$. При этом ток, как функция напряжения, подчиняется закономерности [9]:

$$V = \frac{(b+1)\omega^2 N_R}{2N_D \mu_p \tau_i} + \frac{\omega\sqrt{J}}{q\mu_p(b+1)C} = \frac{A}{2} + BC\sqrt{J}. \quad (7)$$

Составив уравнение прямой для двух экспериментальных точек и определив постоянную A , соответствующую значению первого члена в выражении (7), найдем $N_R/\tau_i = 5.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Для определения концентрации инжектированных носителей $p(i)$ выберем из данного участка три экспериментальные точки (J_1, V_1 , J_2, V_2 , J_3, V_{13}) и составим три уравнения. Концентрация инжектированных носителей в начале участка составляет $p(1) = 1.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ и в конце участка $p(3) = 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$.

Проанализируем также обратную ветвь ВАХ $\text{Au-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S-Mo}$ -структуры, измеренную на постоянном токе в темноте при комнатной температуре (рис. 2, кривая А). Как видно из рис. 2, обратная ветвь ВАХ, построенная в двойном логарифмическом масштабе, состоит в основном из одного линейного участка с

$\alpha = 1$, т.е. участка, где механизм токопереноса описывается законом Ома. Расчеты показали, что удельное сопротивление базы в этом случае равно $\rho = 8 \times 10^9 \text{ } \Omega \cdot \text{см}$, концентрация равновесных носителей имеет величину $n = N_D = 1.1 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$. Некоторое различие в величинах равновесных носителей, определенных из омического участка прямой и обратной ветви ВАХ связано с тем, что в процессе роста фотоактивного слоя $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ ближе к подложке (Mo) формируется слой с относительным избытком CdS, а ближе к контакту Au формируется слой с избытком ZnS. Таким образом, слои во фронтальной части более широкозонные, с большим удельным сопротивлением, а в тыльной части узкозонные, с малым удельным сопротивлением, что и объясняет некоторое большее значение расчетной величины концентрации равновесных носителей из обратной ветви ВАХ.

Проведенные исследования ВАХ в широком диапазоне тока от напряжения показывают, что в исследуемой диодной структуре в рекомбинационных процессах одновременно участвуют простые локальные центры и сложные комплексы, внутри которых происходит электронный обмен. Причем с ростом плотности тока возрастает доля сложных комплексов в рекомбинационных процессах.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что в $\text{Au-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S-Mo}$ -структуре с узким спектром fotocувствительности в ближней УФ области (0.3–0.4 нм) спектра излучения, фотоэлектрические и электрические характеристики определяются кинетическими параметрами фотоактивного слоя TP $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$: $x = 0.6$; $E_g = 2.14 \text{ эВ}$, удельное сопротивление базы $\rho = 10^{10} \text{ } \Omega \cdot \text{см}$, концентрация равновесных носителей $n = N_D = 1 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$. Произведение времени жизни на подвижность дырок $\mu_p \tau_p = 1.34 \times 10^{-7} \text{ см}^2/\text{В}$.

Путем анализа ВАХ $\text{Au-Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S-Mo}$ структуры определены кинетические параметры структуры на различных участках ВАХ как в прямом, так и в обратном направлении тока. ВАХ в прямом и обратном направлении тока объясняются, исходя из теории инжекционного усиления тока в длинных диодах [4]. Оценены величины концентраций инжектированных носителей для 3-го и 4-го участков прямой ветви ВАХ: $p(1) = 1.6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ (начало 3-го участка) и в конце участков $p(3) = 3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Работа выполнена по гранту ФА-А3-Ф024а Фонда прикладных исследований АН Узбекистана.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Durose, P.R. Edwards, D.P. Holliday, J. Cryst. Growth. **197**, 733 (1999).
2. M.K. Herdon, A. Gupta, V.I. Kaydanov, R.T. Collins, Appl. Phys. Lett. **75**, 3503 (1999).
3. А.Н. Зайдель. Основы спектрального анализа (Москва, Наука, 1965).
4. И.М. Викулин, Ш.Д. Курмашев, В.И. Стафеев, ФТП **42**(1), 113 (2008).
5. В.И. Стафеев. Фотоприёмники ИК диапазона на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, на примесных полупроводниках (Ge и Si) и УФ диапазона на основе соединений A_3B_5 . 35 лет работы в НИИ прикладной физики (1970-2005) (Москва, Орион, 2008).
6. Ш.А. Мирсагатов, А.Ю. Лейдерман, О.К. Атабоб, ФТТ **55**(8), 1524 (2013).
7. K. Ohata, I. Saraie, J. Tanaka, Jap. J. Appl. Phys. **12**, 1198 (1973).
8. Н.Н. Берченко, В.Е. Кревс, В.Г. Средин, Полупроводниковые твердые растворы и их применение $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$. Справочные таблицы под ред. В.Г. Средина (Москва, 1982).
9. А.Ю. Лейдерман, М.К. Минбаева, ФТП **30**(10), 1729 (1996).