Влияние γ-облучения на механизм переноса тока в прямой ветви вольтамперной характеристики Al–*p*-CdTe–Mo структуры

А.С. Ачилов*, Р.Р. Кабулов

Физико-технический институт АН РУз, ул. Ч. Айтматова 2б, 100084, Ташкент, Узбекистан

Получена 20.03.2022, revised 29.05.2022

* Corresponding author: e-mail alimardon.uzb@mail.ru, Phone: +998 97 740 55 94, Fax: +998 71 235 42 91

Рассматривается влияние облучения γ-квантами на механизм переноса тока в структуре Al-*p*-CdTe-Mo с протяженной базой (w = 120 μm). Показано, что прямая ветвь ВАХ структуры Al-*p*-CdTe-Mo до и после облучения описывается степенной зависимостью $J \sim V^{\beta}$ с двумя участками: на участке D β = 1.2, а на участке F β = 3.45. Определенная из прямой ветви ВАХ величина удельного сопротивления ρ ≃ 2.1×10^7 Ωcm слоя *p*-CdTe хорошо соответствует величине удельного сопротивления исходной пленки *p*-CdTe. Экспериментально наблюдаемый на втором участке (F) прямой ветви ВАХ резкий рост тока также подтверждает, что фронтальный гетеропереход (n^+-*p*-гетеропереход Al-*n*-Al_2O_3-*p*-CdTe) по качеству намного превосходит тыльный гетеропереход (*p*-*n*-переход *p*-CdTe-*n*-MoO_3-Mo).

Ключевые слова: CdTe, столбчатая структура, гетеропереход, коэффициент выпрямления, γ-облучение, диффузионный и дрейфовый ток, концентрация, рекомбинация.

The effect of irradiation by γ-quanta on the mechanism of current transfer in Al-*p*-CdTe-Mo structures with an extended base (w = 120 μm) is considered. It is shown that the direct branch of the current-voltage characteristic (CVC) of the Al-*p*-CdTe-Mo structure before and after irradiation is described by the dependence $J \sim V^{\beta}$ with β = 1.2 in D section and β = 3.45 in section F. The value of the resistivity of the *p*-CdTe layer determined from the direct branch of the CVC is ρ ≃2.1×10^7 Ωcm, it corresponds to the resistivity value of the original *p*-CdTe film. The sharp increase in current experimentally observed in the second (F) section of the direct branch of CVC confirms once again that the frontal heterojunction (n^+-*p*-heterojunction Al-*n*-Al_2O_3-*p*-CdTe) is much superior in quality to the rear heterojunction (*p*-*n*-junction *p*-CdTe-*n*-MoO_3-Mo).

Keywords: CdTe, columnar structure, heterojunction, rectification coefficient, γ-irradiation, diffusion and drift current, concentration, recombination.

DOI: https//doi.org/10.52304/.v24i2 333

I. Введение

В настоящее время теллурид кадмия широко применяется для создания детекторов рентгеновского (X) и γ-излучений. Большие атомные номера компонентов этого материала и ширина запрещенной зоны обеспечивают более высокую эффективность регистрации ядерных излучений CdTe детекторами без охлаждения по сравнению с Si и Ge детекторами. Монокристаллические CdTe и $Cd_{1-x}Zn_xTe$ детекторы уже показали свои преимущества перед Si и Ge детекторами и с успехом применяются в спектрометрии X и γ-излучений [1-5].

Однако монокристаллы соединений A^2B^6 имеют ряд недостатков. Основным недостатком таких монокристаллов является наличие в них значительного количества дефектов различной природы, которые уменьшают время жизни носителей заряда и ухудшают функциональные характеристики детекторов [6].

Крупноблочные поликристаллические CdTe пленки со столбчатой структурой зерен (кристаллитов) обладают уникальными свойствами. Основным преимуществом такого материала является то, что его кристаллиты в направлении вертикального роста обладают свойствами монокристаллов, а в горизонтальном направлении свойствами поликристаллов. Границы между кристаллитами являются стоками для дефектов различного рода, что может привести к увеличению времени жизни неосновных носителей заряда в кристаллитах [6]. Также появляются изотипные барьеры для неосновных носителей тока вдоль границ раздела зерен, что означает увеличение времени жизни неосновных носителей заряда в кристаллитах в структуре Al-*n*-Al_2O_3-*p*-CdTe-*n*-MoO_3-Mo [7].

Полупроводниковые структуры с протяженной базой на основе таких материалов показали, что в них ток остается практически постоянным при изменении напряжения смещения и температуры в широком диапазоне [8]. Электрофизические исследования показали [9], что промежуточный слой является сильно компенсированным материалом и механизм токопереноса определяется такими параметрами слоя *p*-CdTe [10], как время жизни τ и длина диффузии L неосновных носителей заряда. Степенью компенсации этих материалов можно управлять с помощью внешних воздействий, в том числе облучением структуры γ-квантами и быстрыми нейтронами. Известно, что облучение γ-квантами генерирует точечные дефекты по всей структуре Al-*n*-Al_2O_3-*p*-CdTe-*n*-MoO_3-Mo, появление которых особенно чувствительно в высокоомных, сильно компенсированных слоях. Поэтому представляет интерес исследование влияния γ-облучения на вольтамперную характеристику (ВАХ) Al-*n*-Al_2O_3-*p*-CdTe-*n*-MoO_3-Mo структур.

Целью данной работы является исследование электронных процессов и влияния γ-облучения на кинетические параметры диодной структуры Al-*n*-Al_2O_3-*p*-CdTe-*n*-MoO_3-Mo, толщина которой намного превышает длину пробега ядерных частиц низкой энергии и обладает малыми темновыми токами. Для этого проводили облучение γ-квантами (Co^{60}) этих структур при температуре 50°C с помощью установки мощностью 1700 Р/с и энергией квантов $E \approx 1.2$ МэВ. Дозу облучения изменяли в пределах 10^6–10^9 Рад.

II. Образцы и методика эксперимента

Для решения поставленной задачи нами были созданы пленочные структуры с барьером Шоттки Al-*p*-CdTe-Mo путем напыления в вакууме ($\sim 10^{-6}$ Torr) слоя алюминия на поверхность крупноблочных пленок CdTe *p*-типа проводимости. Фронтальный Al-контакт имел толщину 50 Å и площадь $S \approx 1$ cm^2. Тыльный контакт изготовляли из молибдена, который служил также подложкой. Размеры кристаллитов в поперечном сечении были от 150 до 200 μm. Толщина пленок *p*-CdTe была 120–150 μm, так что их кристаллиты пронизывали всю толщину пленки и представляли собой практически монокристалл. Проведенные исследования показали, что электрофизические характеристики пленок весьма чувствительны к технологическим параметрам [10]. Крупноблочные пленки *p*-CdTe получали методом газотранспортной эпитаксии в потоке водорода. Пленки, выращенные при температуре подложки $T \approx 630$–670°C, имели удельное сопротивление $\rho \approx 2\times10^7$ Ωcm. Отметим, что с увеличением температуры подложки количество кристаллитов с ориентацией в направлении (III) резко увеличивается. Далее приводятся результаты исследования структуры Al-*p*-CdTe-Mo, которые получены при технологических параметрах, описанных выше.

Проведенные исследования рентгеноструктурного фазового анализа Al-*p*-CdTe-Mo структуры позволили установить ее реальное строение [8], а именно: структура имеет вид Al-Al_2O_3-*p*-CdTe-MoO_3-Mo [10]. Такая транзисторная структура в окончательном виде представляется как n^+-*p*-*n*-структура, где база (*p*-CdTe) с двух сторон контактирует с широкозонными тонкими окисными слоями *n*-Al_2O_3 и *n*-MoO_3 [10].

III. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследования темновых ВАХ изготовленных детекторных структур Al-Al_2O_3-*p*-CdTe-MoO_3-Mo проводили в прямом и обратном направлениях

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

тока, до и после облучения γ-квантами в широком диапазоне 10^6–10^9 Рад. Экспериментальная ВАХ, (рис. 1) свидетельствует, что структура обладает выпрямляющими свойствами и ее коэффициент выпрямления K, определяемый как отношение прямого и обратного тока при фиксированном напряжении смещения V = 10 V, составляет $K \approx 10^3$–10^4. Отсюда следует, что фронтальный Al-p-CdTe-переход с барьером Шоттки (n^+-p-гетеропереход) обладает более высокими инжекционными свойствами по сравнению с тыльным p-CdTe-Mo-переходом. Токоперенос в такой структуре характеризуется возникновением в базе (p-CdTe) встречных диффузионных и дрейфовых токов [10-12].

На рис. 1 представлены прямая и обратная ветви ВАХ структуры Al-p-CdTe-Mo, построенные в двойном логарифмическом масштабе. Из рисунка видно, что прямая ветвь ВАХ $I \sim V^\beta$ имеет два участка: D, где β=1.2, и F, где β=3.45. Обратная ветвь ВАХ имеет три участка: A описывается соотношением $I = I_{01}\exp(qV/ckT)$, где c = 3.7; участок B описывается соотношением $I \sim V^\beta$, β = 0.02 (сублинейный участок) и для участка C $I \sim V^\beta$, где β = 4.

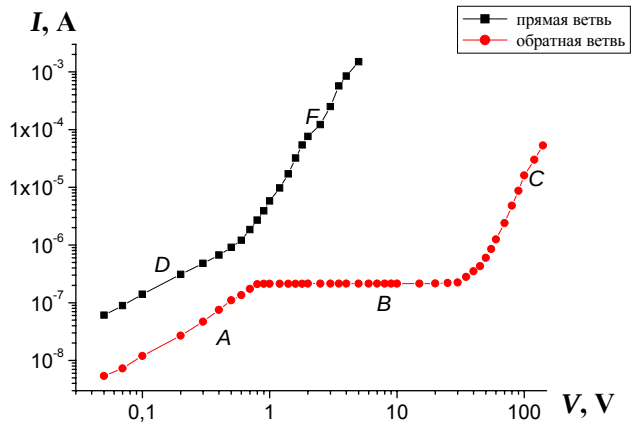


Рисунок 1. ВАХ Al-p-CdTe-Mo структуры: верхняя кривая – прямая ветвь, нижняя кривая – обратная ветвь; T=300 K.

Проанализируем прямую ветвь ВАХ структуры Al-p-CdTe-Mo, которая представлена на рис. 2. Как было сказано выше, прямая ВАХ, независимо от уровня дозы радиации, состоит из двух участков, которые описываются степенной зависимостью: $I \sim V^\beta$ на участке D β = 1.2 и на участке F β = 3.45.

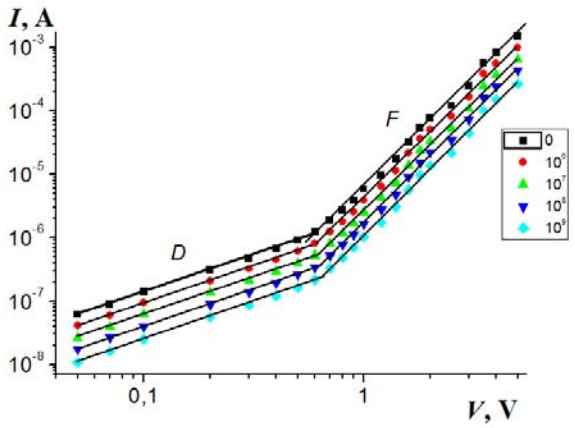


Рисунок 2. Прямая ветвь ВАХ при различных дозах γ-квантов. Доза Ф, Р: 0, 10^6, 10^7, 10^8 и 10^9.

Из первого участка ВАХ определена величина удельного сопротивления ρ≃2.1×10^7 Ω·cm при значениях: μ_p = 10 cm^2/V·s, w = 120 μm и S = 1 cm^2, которая хорошо соответствует величине удельного сопротивления исходной пленки p-CdTe.

Второй участок ВАХ характеризуется степенной зависимостью тока от напряжения $I \sim V^\beta$ с β=3.45 и остается практически без изменения при изменении дозы облучения. Такая степенная зависимость тока от напряжения проявляется при высоком уровне инжекции, когда ток состоит в основном из дрейфового тока. При этом рекомбинационные процессы в базе структуры происходят не только через простые рекомбинационные центры [9], но также через дефект-примесные комплексы. В этом случае выражение для скорости рекомбинации принципиально изменяется и принимает вид [12-13]:

$$U = N_R \frac{c_n c_p (np - n_i^2)}{c_n (n - n_i) + c_p (p - p_i) + \alpha \tau_i np}, \quad (1)$$

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, α – коэффициент,

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

зависящий от конкретного типа примесных или дефект-примесных комплексов [9].

Рекомбинационные комплексы по составу могут быть разными: донорно-акцепторные пары или двухуровневый рекомбинационный комплекс любой природы [13]. Сложные комплексы типа «отрицательно заряженный акцептор + положительно заряженный ион внедрения» или «положительно заряженный донор + отрицательно заряженная вакансия» возникают в результате рекомбинационно-стимулированных процессов [9, 13], а также при распаде сложных комплексов типа «мелкий донор + вакансия». Несмотря на различия комплексов, в них прослеживается одна общая закономерность – рекомбинация неравновесных электронов и дырок через них происходит с задержкой, и учет инерционности электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса обуславливает появление последнего члена в знаменателе формулы (1), который при достаточно высоком уровне возбуждения может стать определяющим. В этом случае в знаменателе выражения (1) реализуется неравенство

$$c_n(n+n_1)+c_p(p+p_1)<\alpha\tau_i np\,, \qquad (2)$$

и ВАХ имеет следующее аналитическое выражение (2) для структуры с базой *p*-типа:

$$V=\frac{(b+1)w^2N_R}{bN_a\mu_n\tau_i}+\frac{w\sqrt{J}b}{q\mu_n(b+1)C}+\frac{2(b+1)w^2N_Rc_p}{bN_a\mu_n\alpha\tau_iC\sqrt{J}}=A+B\sqrt{J}-\frac{D}{\sqrt{J}} \qquad (3)$$

Так как исследуемая структура создана на основе сильно компенсированного теллурида кадмия, то реальная концентрация мелких акцепторных центров равна $N_A=N_a-N_d$, где N_a – количество акцепторных, а N_d – количество донорных центров. Параметр C в соотношениии (3) связан с концентрацией электронов на границе *p*-CdTe с окисью *n*-MoO_3 или твердым раствором $(CdTe)_{1-x-y}Mo_x(MoO_3)$ и задаётся выражением [12]:

$$p(0)=C\sqrt{J}\,. \qquad (4)$$

Зависимость (4) позволяет описать любое значение наклона ВАХ типа $J \sim V^{\beta}$, в том числе участка резкого роста тока. Сопоставление участка обратной ветви ВАХ с зависимостью $J \sim V^{3.45}$ с выражением (3) позволяет определить следующие параметры: N_R/τ_i, $p(0)$, c_p/α. Для этого, также как в [8-11], составляется уравнение прямой линии для заданных экспериментальных точек. Например, составим уравнение прямой линии для двух экспериментальных точек (J_1,V_1 и J_2,V_2), и определим значение напряжения

$$V=V_1-\frac{V_1-V_2}{J_2-J_1}J_1\,, \qquad (5)$$

которое затем приравниваем значению $A=\dfrac{(b+1)w^2N_R}{N_A\mu_n\tau_i}$ из формулы (3). Далее, подставляя значения w = 120 μm, b = 10, $\mu_n \approx 100$ cm^2/V·s и N_A=4.46×10^{10} cm^3 в (4), определяем N_R/τ_i. Определенные таким путем значения N_R/τ_i при различных дозах приведены в таблице.

Таблица. Параметры, определенные из участка $J\sim V^{3,45}$ прямой ветви ВАХ.

Доза облучения Ф, Р	ρ, Ω·cm	N_a, cm^{-3}	A	N_R/τ_i, cm^{-3}s^{-1}	μ_nC	C	$n(0)$, cm^{-3}	C_p/z
0	1.4×10^7	4.46×10^{10}	0.84	2.36×10^{16}	6×10^{14}	6×10^{12}	9.6×10^9–2.28×10^{11}	3.6×10^{11}
10^6	2.1×10^7	2.97×10^{10}	0.84	1.57×10^{16}	5.6×10^{14}	5.6×10^{12}	7.3×10^9–1.7×10^{11}	2.9×10^{11}
10^7	3.3×10^7	1.9×10^{10}	0.84	1×10^{16}	4.5×10^{14}	4.5×10^{12}	4.5×10^9–1.1×10^{11}	1.7×10^{11}
10^8	5×10^7	1.25×10^{10}	0.84	6.63×10^{16}	3.6×10^{14}	3.6×10^{12}	3.1×10^9–7.2×10^{11}	1.1×10^{11}
10^9	8×10^7	7.8×10^{10}	0.84	4.13×10^{16}	2.9×10^{14}	2.9×10^{12}	2×10^9–4.64×10^{11}	7.6×10^{11}

Для определения других параметров на участке резкого роста тока выбираем три экспериментальные точки (V_1, J_1), (V_2, J_2), (V_3, J_3) и для них составляем уравнения для определения коэффициентов B и D:

$$B=\frac{V_2-V_1}{\sqrt{J_2}-\sqrt{J_1}}-\frac{D\left(\dfrac{1}{\sqrt{J_1}}-\dfrac{1}{\sqrt{J_2}}\right)}{\sqrt{J_2}-\sqrt{J_1}}\,, \qquad (6)$$

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

$$D = \frac{(V_3 - V_2) - (V_3 - V_2)\dfrac{\sqrt{J_3} - \sqrt{J_2}}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}}{\left(\dfrac{1}{\sqrt{J_2}} - \dfrac{1}{\sqrt{J_3}}\right) - \left(\dfrac{1}{\sqrt{J_1}} - \dfrac{1}{\sqrt{J_2}}\right)\dfrac{\sqrt{J_3} - \sqrt{J_2}}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}}, \quad (7)$$

которые затем приравниваем их аналитическим значениям в формуле (3), что позволяет оценить значения $\mu_n C$, $n(0)$, N_R/τ_i при различных дозах облучения (см. таблицу).

На втором участке наблюдается резкий рост тока, следовательно, выполняется условие (1) и ВАХ описывается формулой (3). Из этого участка прямой ВАХ также были определены параметры $\mu_n C$, $n(0)$, N_R/τ_i. В таблице приведены значения параметров $\mu_n C$, $n(0)$, N_R/τ_i, определенные из второго участка прямой ветви ВАХ в зависимости от дозы облучения. Этот экспериментальный факт, по-видимому, объясняется неоднородным распределением сложных комплексов по толщине базы (*p*-CdTe) структуры, концентрация которых намного больше возле молибденовой подложки (Mo). Участок резкого роста тока начинается при напряжении смещении $V \simeq 1$ V, при этом плотность тока на три порядка больше, чем ток при обратном напряжении $V \simeq 1$ V (рис. 1). Этот экспериментальный результат еще раз подтверждает, что фронтальный гетеропереход (n^+-*p*-гетеропереход) по качеству намного превосходит тыльный гетеропереход (*p*-*n*-перехода).

Значения отношения N_R/τ_i, определенные при различных дозах облучения из прямой ветви ВАХ, на участке F, также отличаются от аналогичных данных, определенных из обратной ветви. Например, отношение $(N_R/\tau_i) \simeq 2.36\times10^{16}$ cm^2/s, определенное из прямой ветви ВАХ при $T = 293$ K, по величине на два порядка меньше, чем его значение на обратной ветви (см. таблицу) [8]. Превосходство фронтального гетероперехода также показывают значения концентраций инжектированных неравновесных носителей электронов в начале $n(0)_н$ и в конце $n(0)_к$ участка резкого роста тока. Они были вычислены в зависимости от плотности тока и дозы облучения для фронтального и тылового гетеропереходов (см. таблицу). Проведенная оценка показывает, что $n(0)_н = 4\times10^7$ cm^{-3} и $n(0)_к = 5\times10^8$ cm^{-3} в обратном направлении тока, а в прямом направлении тока $n(0)_н = 9.6\times10^9$ cm^{-3} и $n(0)_к = 2.28\times10^{11}$ cm^{-3} без облучения. С повышением дозы облучения величины $n(0)_н$ и $n(0)_к$ возрастают. Например, при облучении дозой 10^9 Р они становятся равными: $n(0)_н = 6.8\times10^7$ cm^{-3} и $n(0)_к = 8.2\times10^8$ cm^{-3} на обратной ветви для тылового гетероперехода, а для фронтального $n(0)_н = 2\times10^9$ cm^{-3} и $n(0)_к = 4.64\times10^{10}$ cm^{-3} в прямой ветви. Эти данные наглядно подтверждают явное преимущество фронтального гетероперехода перед тыльным гетеропереходом.

IV. Заключение

Проведенное исследование показало, что рекомбинационные процессы в структуре Al-*p*-CdTe-Mo с базой (w=120 μm) происходят в основном с участием сложных комплексов, внутри которых происходит электронный обмен, в результате чего неравновесные носители задерживаются внутри комплексов. Вероятно, задержки рекомбинационных процессов приводят к обогащению *p*-CdTe свободными носителями. ВАХ показывает, что из-за большой высоты потенциального барьера фронтального n^+-*p*-гетероперехода профиль распределения неравновесных носителей в *p*-базе практически не изменяется при различных значениях дозы облучения.

Благодарность. Работа выполнена на основе бюджетного финансирования, выделенного Физико-техническому институту по тематике «Физические основы создания оптико-электронных систем для контрольно-измерительной и медицинской техники»

Метаданные

Effect of γ-irradiation on the mechanism of current transfer in the direct branch of the Al–*p*-CdTe–Mo structure

A.S. Achilov, R.R. Kabulov

Physical-Technical Institute, Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2B, 100084 Tashkent, Uzbekistan

The effect of irradiation by γ-quanta on the mechanism of current transfer in Al-*p*-CdTe-Mo structures with an extended base (w = 120 μm) is considered. It is shown that the direct branch of the current-voltage characteristic (CVC) of the Al-*p*-CdTe-Mo structure before and after irradiation is described by the dependence $J \sim V^\beta$ with β = 1.2 in D section and β = 3.45 in section F. The value of the resistivity of the *p*-CdTe layer determined from the direct branch of the CVC is ρ ≃2.1×10^7 Ωcm, it corresponds to

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

the resistivity value of the original *p*-CdTe film. The sharp increase in current experimentally observed in the second (F) section of the direct branch of CVC confirms once again that the frontal heterojunction (n^+-*p*-heterojunction Al-*n*-Al_2O_3-*p*-CdTe) is much superior in quality to the rear heterojunction (*p*-*n*-junction *p*-CdTe-*n*-MoO_3-Mo).

Keywords: CdTe, columnar structure, heterojunction, rectification coefficient, *γ*-irradiation, diffusion and drift current, concentration, recombination

Литература (References)

[1] L.A. Kosyachenko, V.M. Sklyarchuk, S.V. Mel'nichuk. Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov **46**, 389 (2012).
[2] T. Takahashi, T. Mitani. IEEE Trans. Nucl. Sci. **49**, 1297 (2002).
[3] V.F. Dvoryankin, Yu.M. Ivanov, A.A. Kudryashov. JTF, **80**, 156 (2010).
[4] G. Jose Rocha. Recent Patents on Electrical Engineering **4**, 1 (2011).
[5] A.S. Achilov, Sh.A. Mirsagatov. Russian Physics Journal **55**, 180 (2012).
[6] R.R. Kabulov, S.Y. Gerasimenko. Apply Solar Energy No.2, 123 (2017).
[7] R.A. Muminov, F.A. Akhmedov, T.M. Kasymova. Geliotekhnika No.1, 67 (1985).
[8] A.S. Achilov, Sh.A. Mirsagatov. Fizicheskaya inzheneriya poverkhnosti **13**, 298 (2015).
[9] P.M. Karageorgy-Alkalaev, A.Yu. Leiderman. Phys. Status Solidi A **26**, 419 (1987).
[10] A.S. Achilov, Sh.A. Mirsagatov, Phys. Solid State A **54**, 1751 (2012).
[11] R.R. Kabulov, M.A. Makhmudov. Semiconductors **47**, 825 (2013).
[12] Sh.A. Mirsagatov, A.K. Uteniyazov. Pis'ma v JTF **38**, 70 (2012).
[13] A.Yu. Leiderman, M.K. Minbaeva. Semiconductors **30**, 1729 (1996).

Al–*p*-CdTe–Mo тузилманинг ВАХнинг тўғри йўналишида ток оқим механизмига γ-нурланишнинг таъсири

А.С. Ачилов, Р.Р. Кабулов

ЎзР ФА Физика-техника институти, Чингиз Айтматов кўчаси 2б, 100084, Тошкент, Ўзбекистон

Базаси кенг Al-*p*-CdTe-Mo тузилманинг (w = 120 μm) ток оқим механизмига γ-нурланишнинг таъсири кўриб чиқилган. Олиб борилган тадқиқотлар шуни кўрсатдики Al-*p*-CdTe-Mo тузилма ВАХнинг тўғри кучланганлик йўналишида ток кучи даражали боғлиқликга эга бўлган икки бўлим билан тасвирланади: D бўлимда $J \sim V^{\beta}$, бу ерда β = 1.2 ва F бўлимда $J \sim V^{\beta}$, бу ерда β = 3.45. ВАХнинг тўғри кучланганлик йўналишида ток кучининг катталигидан *p*-CdTe қатламнинг солиштирма қаршилиги ρ ≃ 2.1×10^7 Ω·cm аниқланди, бу *p*-CdTe қатламининг асл қаршилик қийматига мос келади. Экспериментал натижалар шуни кўрсатдики ВАХнинг тўғри йўналишининг иккинчи қисмида токнинг кескин ўсиши, фронтал (n^+-*p*-гетероўтиш Al-*n*-Al_2O_3-*p*-CdTe) гетероўтиш орқа гетероўтишга (*p*-*n*-ўтиш *p*-CdTe-*n*-MoO_3-Mo) нисбатан юқори сифатга эга эканлигини кўрсатилган ва тасдиқланган.

Калит сўзлар: CdTe, устунсимон тузулма, гетероўтиш, таққословчи коэффициенти, γ-нурланиш, диффузияли ва дрейфли ток, концентрация, рекомбинация.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.