

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОБРАТНОЙ ВЕТВИ ВАХ Al-p-CdTe-Mo СТРУКТУРЫ

А. С. Ачилов, Ш. А. Мирсагатов

*Физико-технический Институт, Научно-производственное объединение  
«Физика-Солнце» Академия Наук Узбекистана*

Поступила в редакцию 24.06.2015

Приведены результаты исследований вольт-амперной характеристики структуры Al-p-CdTe-Mo с протяженной базой ( $w = 120 \mu\text{m}$ ) в зависимости от температуры. Показано, что такая структура имеет протяженный сублинейный участок высокого значения на обратной вольт-амперной характеристике, который практически не изменяет свою форму в области температур 173–373 К. Результаты объясняются в рамках диффузионного и дрейфового механизмов переноса тока учитывающих возможность обмена свободными носителями внутри рекомбинационного комплекса.

**Ключевые слова:** вольт-амперная характеристика, рекомбинационный комплекс, теллурид кадмия, фотоэлемент.

## ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ЗВОРОТНЬОЇ ГІЛКИ ВАХ Al-p-CdTe-Mo СТРУКТУРИ

А. С. Ачілов, Ш. А. Мірсагатов

Наведено результати досліджень вольт-амперної характеристики структури Al-p-CdTe-Mo з протяжною базою ( $w = 120 \mu\text{m}$ ) залежно від температури. Доведено, що ця структура має протяжну сублінійну ділянку високого значення на зворотній вольт-амперній характеристиці, яка практично не змінює свою форму в діапазоні температур 173–373 К. Результати пояснюються в межах дифузійного та дрейфового механізмів переносу струму, що враховують можливість обміну вільними носіями всередині рекомбінаційного комплексу.

**Ключові слова:** вольт-амперна характеристика, рекомбінаційний комплекс, телурид кадмію, фотоелемент.

## THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE REVERSE BRANCH OF THE CVC Al-p-CdTe-Mo STRUCTURE

A. S. Achilov, Sh. A. Mirsagatov

The results of investigations voltage characteristic structure of Al-p-CdTe-Mo with an extended base ( $w = 120 \mu\text{m}$ ), depending on the temperature. It is shown that such a structure has an extended sublinear portion of high value on the reverse current-voltage characteristic, which is almost does not change its shape at temperatures of 173–373 K. The results are explained in terms of the diffusion and drift mechanisms of current transport takes into account the possibility of exchanging free carrier recombination inside the complex.

**Keywords:** current-voltage characteristic, the recombination complex, cadmium telluride, solar cell.

### ВВЕДЕНИЕ

Теллурид кадмия p-типа проводимости является оптимальным материалом для создания фотоэлементов наземного применения. Его ширина запрещенной зоны, составляющая 1,45 eV, хорошо соответствует максимуму спектра солнечного излучения. Поэтому СЭ с базовым слоем из теллурида кадмия имеют самый высокий теоретический коэффициент полезного действия — 29 % [1]. Теллурид кадмия также широко применяется для создания

детекторов рентгеновского ( $X$ ) и  $\gamma$ -излучений. Большие атомные номера компонент 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  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  детекторы уже показали свои преимущества перед Si и GaAs детекторами и с успехом применяются для спектрометрии  $X$  и  $\gamma$ -излучений. В последние годы

на основе CdTe и  $Cd_{1-x}Zn_xTe$ -материалов начали интенсивно разрабатываться детекторы с барьером Шоттки [2–4]. Существенным преимуществом таких детекторов являются малые темновые токи ( $\sim 10^{-7}A$ ) и высокие рабочие температуры ( $T \geq 300 K$ ). Кроме этого, детекторы на основе диодов с барьером Шоттки могут регистрировать кванты с энергией до 1 MeV и выше, предельным энергетическим разрешением [5].

Однако детекторные монокристаллы соединений  $A^2B^6$  имеют недостатки. Основным недостатком таких монокристаллов является наличие в них значительного количества дефектов различной природы, которые уменьшают времена жизни носителей заряда и ухудшают функциональные характеристики детекторов.

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. Создание на основе таких материалов солнечных элементов и полупроводниковых структур с протяженной базой, в которой ток практически остается постоянной при изменении напряжения смещения в широком диапазоне, является актуальной задачей.

Целью данной работы является исследование электронных процессов и влияние температуры на кинетические параметры диодной структуры с протяженной базой ( $p$ -CdTe), толщина которой намного превышает длину пробега ядерных частиц слабой энергии, и обеспечивает малые темновые токи при изменении температуры в широком диапазоне.

## ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Пленочные структуры с барьером Шоттки Al- $p$ -CdTe-Mo были созданы путем напыления алюминия в вакууме ( $\sim 10^{-6}$ ) на поверхность крупноблочных CdTe-пленок  $p$ -типа

проводимости. Фронтальный Al-контакт имел толщину 50 Å и площадь  $S \approx 1 \text{ cm}^2$ . Тыловой контакт изготовлялся из молибдена. Пленки  $p$ -CdTe имели удельное сопротивление  $\rho \approx (2-3)10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ . Пленки обладали столбчатой структурой кристаллитов в направлении роста и представляли собой практически монокристалл. Размеры кристаллитов в поперечном сечении составляли от 150 до 200  $\mu\text{m}$ . Толщина пленок  $p$ -CdTe была 120–150  $\mu\text{m}$ , так что их кристаллиты пронизывали всю толщину пленки. Проведенные исследования показали, что электрофизические характеристики пленок весьма чувствительны к технологическим параметрам их получения. Крупноблочные пленки  $p$ -CdTe получали методом газотранспортной эпитаксии в потоке водорода. В этой методике основными технологическими параметрами являются температура источника испарения ( $T_{\text{и}}$ ), подложки ( $T_{\text{п}}$ ), градиент температуры между источником и подложкой, длительность испарения, а также скорость потока водорода и скорость охлаждения пленки. Среди этих параметров особое место занимает температура подложки. Изменение  $T_{\text{п}}$  при постоянстве значений других параметров сильно влияет на размер и на характер упаковки кристаллитов, что сильно влияет на электрофизические и кинетические параметры пленок. Например, при температуре подложки  $\sim 560-580 \text{ }^\circ\text{C}$  (1-й режим) размер кристаллитов составляет  $\sim 100-150 \mu\text{m}$ , а при  $T_{\text{п}} \approx 630-670 \text{ }^\circ\text{C}$  (2-й режим) эта величина достигает 150–200  $\mu\text{m}$  при одних и том же значениях других технологических параметров. Пленки, выращенные при первом технологическом режиме, имели удельное сопротивление  $\rho \approx 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$  и время релаксации неравновесных носителей  $\tau_n \approx 10^{-8} \text{ s}$ , а для второго технологического режима их значения, соответственно, равны  $\sim 2 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$  и  $\tau_n \approx 10^{-7} \text{ s}$ . Отметим, что с увеличением температуры подложки количество кристаллитов с ориентацией в направлении (III) резко увеличивается. Далее приводятся результаты исследования структуры Al- $p$ -CdTe-Mo, полученные на основе пленок  $p$ -CdTe по второму технологическому режиму, так как они интересны в плане приборной разработки.

Вольтамперные характеристики (ВАХ) изготовленных детекторных структур измерялись в прямом и обратном направлении тока в темноте при температурном диапазоне 173–373 К. Вольт-фарадные  $C(V)$  характеристики были измерены на частоте 5 кГц, что позволяло выявить наличие МОП-элементов (структур) в исследуемых образцах.

Постоянное время релаксации неравновесных носителей ( $\tau_n$ ) было измерено как фотоэлектрическим методом, так и по релаксации электрического сигнала в режиме холостого напряжения  $V_{cc}$  [6, 7]. При измерении  $\tau_n$  фотоэлектрическим методом были использованы светодиоды, излучающие электромагнитные волны длиной 0,54  $\mu\text{m}$  и 0,69  $\mu\text{m}$ . На светодиоды с импульсного генератора подавались «П» образные импульсы длительностью 100 микросекунд и с крутизной фронтов не более  $2 \times 10^{-8}$  с. Скважность между «П» образными импульсами составляла  $10^4$ – $10^3$  с. При измерении  $\tau_n$  методом релаксации электрического сигнала также от генератора калиброванных импульсов Г5-53 подавались «П» образные импульсы с амплитудой 60–80 мВ и длительностью 100–200  $\mu\text{s}$ . Крутизна фронтов таких импульсов составляла не более  $2 \times 10^{-8}$  с, а скважность — не менее  $5 \times 10^4$  с.

Проведенное исследование рентгеноструктурного фазового анализа Al-p-CdTe-Mo-структуры позволило установить ее реальное строение, а именно: Al-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-p-CdTe-MoO<sub>3</sub> {или твердый раствор (CdTe)<sub>1-x-y</sub>Mo<sub>x</sub>(MoO<sub>3</sub>)<sub>y</sub>} -Mo (рис. 1а) [8]. Такая транзисторная структура в окончательном виде представляется как n<sup>+</sup>-p-n-структура (рис. 1б), база (p-CdTe) которой с двух сторон контактирует с широкозонными тонкими окисными слоями

n-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и n-MoO<sub>3</sub> или твердым раствором (CdTe)<sub>1-x-y</sub>Mo<sub>x</sub>(MoO<sub>3</sub>) [9].

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

### Вольтамперная характеристика

При подаче отрицательного потенциала «-» (напряжения смещения  $V_b$ ) на Al-контакт структура работает в прямом режиме, а при подаче «+» потенциала в запиорном режиме. Анализ ВАХ показывает, что структура обладает выпрямляющими свойствами и ее коэффициент выпрямления «K» (определяемый как отношение прямого и обратного тока при фиксированном напряжении смещения  $V_b = 25$  В), составляет  $K \approx 10^4$ – $10^5$  (рис. 2). Отсюда следует, что фронтальный n<sup>+</sup>-p-гетеропереход обладает

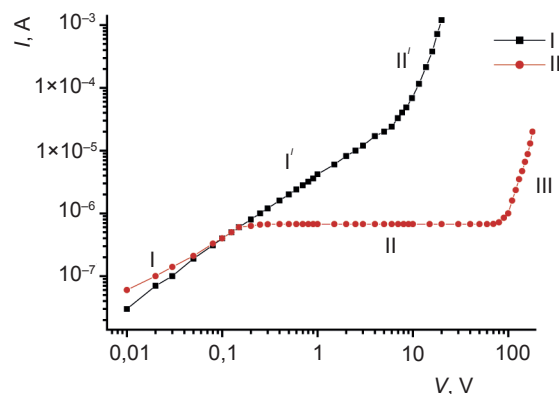


Рис. 2. Вольтамперная характеристика типичной Al-p-CdTe-Mo-структуры при комнатной температуре: I — прямая, II — обратная ( $T = 300$  К)

более высокими инжекционными свойствами по сравнению с тыльным гетеропереходом. Прямая ВАХ имеет два участка;  $I \sim V$ , и  $I \sim V^\beta$ , где  $\beta = 4,9$ , а обратная ВАХ имеет три участка: 1)  $I = I_{01} \exp(qV/ckT)$ , где  $c = 3,7$ ; 2)  $I \sim V^\beta$ ,  $\beta = 0,005$  (сублинейный участок) и 3)  $I \sim V^\beta$ , где  $\beta = 4,7$ .

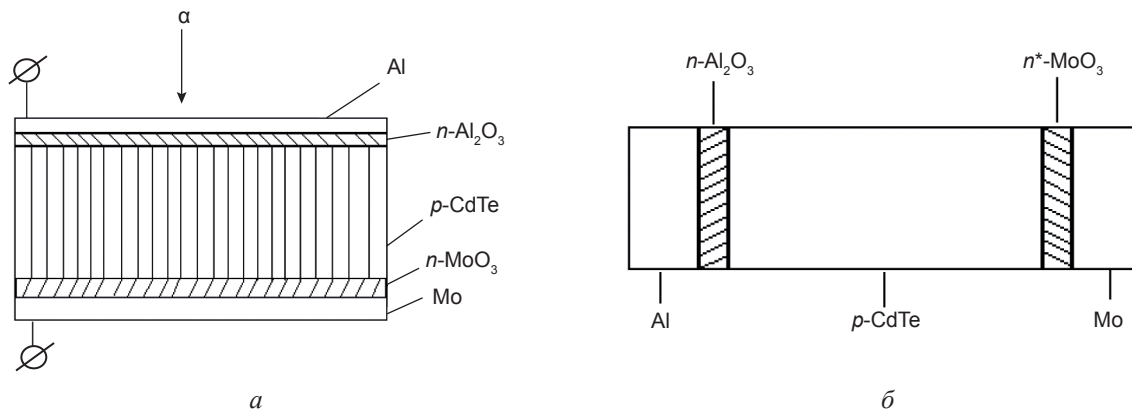


Рис. 1. а — схема реальной Al-p-CdTe-Mo-структуры, б — схема n<sup>+</sup>-p-n структуры

### Обратная ветвь вольтамперной характеристики

При включении структуры Al-*p*-CdTe-Мо в обратном направлении тока появляется протяженный сублинейный участок на вольт-амперной характеристике (ВАХ) (см. рис. 2). Показано, что появление сублинейного участка на обратной ВАХ связано с инжекцией электронов из тылового МОП-контакта и возникновением в базе (*p*-CdTe) диффузионных и дрейфовых токов, направленных противоположно друг другу [10], а также расширением слоя объемного заряда. Компенсация дрейфовых и диффузионных потоков неравновесных носителей заряда приводит к возрастанию сопротивления базы в широком диапазоне напряжения смещения ( $V_b \approx 0,3-70$  В). При этом ток остается почти постоянным  $\sim 6,7 \cdot 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup> в начале и в конце  $\sim 6,9 \cdot 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup> сублинейного участка при комнатной температуре. Такая структура с протяженной базой может быть использована для создания детекторов ядерных излучений и переключательных устройств.

Для создания приборных устройств на основе такой структуры необходимо знать влияние внешнего воздействия на выходные параметры структуры, в том числе, на стабильность ВАХ. Поэтому была исследована температурная зависимость обратной ВАХ, которая приведена на рис. 3. Проведенный анализ показывает, что на первом участке ток в структуре ограничивается рекомбинацией неравновесных носителей (НН) в базе (*p*-CdTe) и обратная ВАХ описывается формулой В. И. Стафеева [11], где учитывается сопротивление толщины базы

$$I = I_{02} \cdot \exp(qV/c \cdot kT), \quad (1)$$

где

$$c = (2b + ch \cdot w/L + 1)/(b + 1), \quad (2)$$

$$I_c = (kT/q) \cdot (Sb \cdot ch(w/L)) / [(2(b + 1) \cdot L \cdot \rho \cdot \text{tg} \cdot w/2L)], \quad (3)$$

здесь  $b = \mu_n/\mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок,  $\rho$  — удельное сопротивление базы,  $L$  — длина диффузии неосновных носителей,  $S$  — активная площадь структуры.

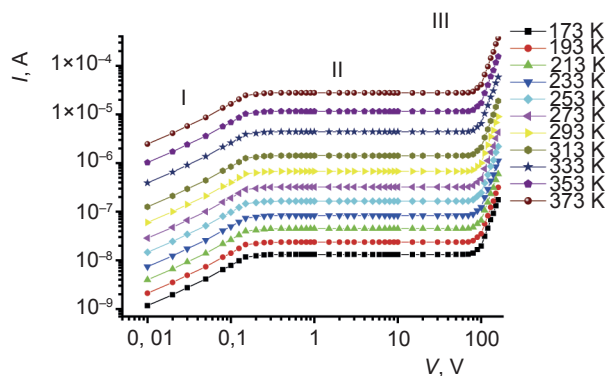


Рис. 3. Обратная ВАХ в зависимости от температуры

Подставляя экспериментальное значение  $c = 3,7$  в формулу (2) находим, что:  $L_n = 5,4 \mu\text{m}$  и  $\mu_n \tau_n = 1,17 \times 10^{-5} \text{cm}^2/\text{V}$  (произведение подвижности на время жизни электронов) при значениях:  $b = 10$  [12] и  $w = 9,4 \mu\text{m}$  при комнатной температуре. При этом в качестве базы использована толщина объемного заряда. Вольт-фарадная характеристика структуры Al-*p*-CdTe-Мо, снятая при частоте тестового сигнала  $f = 5 \text{kHz}$  (рис. 4а, б), дает толщину объемного заряда  $\approx 9,4 \mu\text{m}$

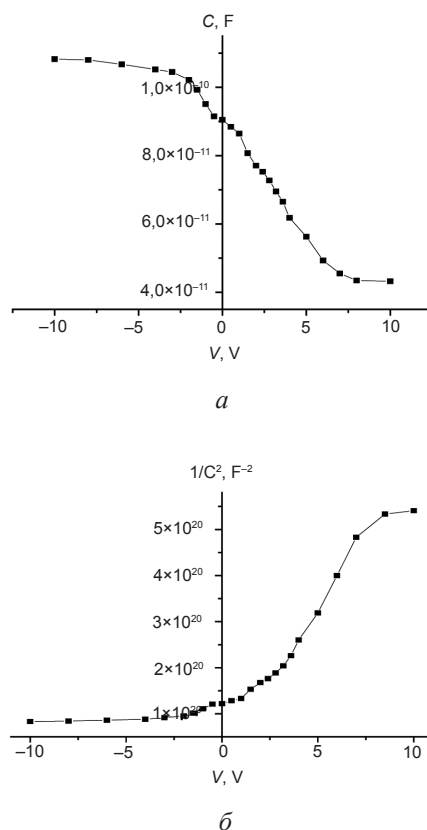


Рис. 4. а — вольт-фарадная характеристика типичной Al-*p*-CdTe-Мо-структуры при частоте  $f = 5 \text{kHz}$  ( $T = 300 \text{K}$ ), б — зависимость  $C(V)$  в координатах  $1/C^2$  от  $V$  Al-*p*-CdTe-Мо-структуры при частоте  $f = 5 \text{kHz}$  ( $T = 300 \text{K}$ )

при термодинамическом равновесии, т. е. в отсутствии напряжения смещения. Емкость такой структуры при отсутствии напряжения смещения  $\approx 9,1$  F, отсюда следует, что толщина объемного заряда  $w = 9,4$   $\mu\text{m}$  при термодинамическом равновесии, определенная по формуле плоского конденсатора  $C = \epsilon\epsilon_0 S/d$  при значениях:  $\epsilon = 10$ ,  $\epsilon_0 = 0,86 \cdot 10^{-14}$  F/cm,  $S = 1\text{cm}^2$ . По формуле (3), найденное значение удельного сопротивления базы  $\rho \approx 3,1 \cdot 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$   $S = 1\text{cm}^2$ , на два порядка больше, чем  $\rho \approx 2,1 \times 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$  исходной пленки p-CdTe. Проведенная оценка показывает, что объемный заряд такой толщиной и с  $\rho \approx 3,1 \cdot 10^9 \Omega \cdot \text{cm}$  и при одной и той же величине площади контакта  $S = 1\text{cm}^2$  имеет сопротивление  $R = 3,1 \cdot 10^6 \Omega$ , которое более чем на один порядок больше сопротивления пленки p-CdTe толщиной  $w = 120$   $\mu\text{m}$  с  $\rho = 2,1 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$  и  $R = 2,4 \cdot 10^5 \Omega$ . Отсюда следует, что электронные процессы, происходящие в слое объемного заряда, определяют закономерности протекания тока на данном участке ВАХ. Кроме этого как показывает эксперимент, в  $C(V)$ -характеристике интегральный МОП-элемент проявляется при измерениях сравнительно на низких частотах кГц диапазона тестового сигнала. Это обстоятельство в свою очередь свидетельствует о большой величине RC-цепочки эквивалентной схемы структуры. Тем не менее, построенная зависимость  $C(V)$  в координатах  $C^{-2}$ ,  $V$  (рис. 4б) позволяет определить концентрацию равновесных носителей ( $p_0$ ) по известной формуле [13]

$$p_0 = \frac{2}{q\epsilon_0\epsilon_s S^2} \cdot \frac{dV}{d(C^{-2})}, \quad (4)$$

где  $q$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_s$  — диэлектрические постоянные воздуха и полупроводника,  $S$  — площадь детекторной структуры.

Излом в  $C^{-2}$ ,  $V$ -характеристике показывает, что поверхностный слой пленки, который образован при нанесении алюминиевого контакта неоднороден. По наклону изломов определенные концентрации составляют  $p_0 \approx 1,5 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-3}$  и  $p_0 \approx 2,8 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-3}$  и по величине практически соответствуют концентрации равновесных

носителей в исходной пленке. Экстраполяция первой прямой зависимости  $C^{-2}$ ,  $V$  на ось напряжения дает высоту фронтального потенциального барьера МОП-элемента  $U_d \approx 0,98$  eV. Эти экспериментальные результаты позволяют утверждать, что в исследуемой структуре фронтальный МОП-элемент (Al-n-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-p-CdTe) является более совершенным в структурном аспекте, и играет основную роль в электронных процессах, происходящих в данной структуре. Из экспериментальных данных следует, что на данном участке механизм протекания тока является диффузионным.

С целью установления влияния температуры окружающей среды на механизм переноса тока в структуре были определены значения показателя экспоненты «с», предэкспериментального множителя  $I_{01}$  в зависимости от температуры и по ним вычислены значения величин  $L$ ,  $\mu_n \tau_n$ ,  $\tau_n$ ,  $\rho$  — базы, которые приведены в табл. 1. По данным величины удельного сопротивления при различных температурах (табл. 1) была построена зависимость  $\ln(1/\rho) = f(1/T)$ , наклон которой дает три значения энергии активации носителей заряда; 1)  $\Delta E \approx 0,97$  eV (293–373 K); 2)  $\Delta E \approx 0,47$  eV (233–293 K); 3)  $\Delta E \approx 0,20$  eV (173–233 K). Полученные значения  $L_n = 5,4$   $\mu\text{m}$  и  $\mu_n \tau_n = 1,17 \cdot 10^{-5} \text{cm}^2/\text{V}$  на порядок больше, чем литературные данные [14]. Такой результат объясняется тем, что крупноблочные пленки p-CdTe на много совершеннее, чем аналогичные пленки, либо такие пленки имеют достаточное количество комплексов, внутри которых задерживаются неравновесные носители при рекомбинационном процессе [15]. Далее при обсуждении третьего участка ВАХ будет показано, что именно второе явление определяет кинетические параметры и процесс переноса тока. Из данных табл. 1 видно, что величина длины диффузии неосновных носителей ( $L_n$ ) при увеличении температуры от 173 K до 373 K возрастает от величины 3,9  $\mu\text{m}$  до величины 7,1  $\mu\text{m}$ . При этом величина  $\mu_n \tau_n$  очень мало изменяется в интервале температур 173–373 K. Подтверждением тому являются данные для  $\mu_n \tau_n \approx 10^{-5} \text{cm}^2/\text{V}$  при  $T = 173$  K и  $1,6 \cdot 10^{-5} \text{cm}^2/\text{V}$  при температуре  $T = 373$  K, т. е. оно возрастает всего

**Экспериментальные значения показателя экспоненты «с»,  
предэкспоненциального множителя  $I_{01}$ ,  
длины диффузии неосновных носителей электронов ( $L_n$ ),  
произведение подвижности на время жизни неосновных носителей ( $\mu_n \tau_n$ ),  
а также величина удельного сопротивления ( $\rho$ ) базы,  
вычисленные при помощи формулы 3, при различных температурах**

$T, K$	$10^3/T, K$	$C$	$W/L$	$L, \mu m$	$I, A/cm^2$	$\rho, \Omega \cdot cm$	$\mu_n \tau_n, cm^2/V$	$\tau_n, s$
173	5,78	6,34	2,44	3,9	2,6E-9	1,8E11	1E-5	1E-7
193	5,18	5,56	2,28	4,15	4,35E-9	1E11	1,03E-5	1,03E-7
213	4,7	5	2,16	4,4	8,5E-9	5E10	1,06E-5	1,06E-7
233	4,29	4,6	2,04	4,65	1,6E-8	2,6E10	1,08E-5	1,08E-7
253	3,95	4,36	1,97	4,8	3E-8	1,4E10	1,06E-5	1,06E-7
273	3,66	3,9	1,82	5,2	6E-8	6,6E9	1,15E-5	1,15E-7
293	3,41	3,7	1,75	5,4	1,3E-7	3,1E9	1,17E-5	1,17E-7
313	3,19	3,5	1,67	5,7	2,8E-7	1,4E9	1,2E-5	1,2E-7
333	3	3,35	1,61	5,9	8,6E-7	4,6E8	1,21E-5	1,21E-7
353	2,83	3,03	1,45	6,55	2,2E-6	1,6E8	1,4E-5	1,4E-7
373	2,68	2,81	1,33	7,14	5,2E-6	6,4E7	1,6E-5	1,6E-7

в 1,6 раз при увеличении температуры на 200 К (см. табл. 1). Такая температурная зависимость величин  $L_n$  и  $\mu_n \tau_n$  объясняется тем, что время задержки увеличивается настолько, практически насколько уменьшается величина подвижности электронов. При этом электронный обмен в рекомбинационной ловушке может осуществляться, например, между уровнями основного и возбужденного состояний [16, 17], а подвижность электронов в CdTe в области температур 173–373 К уменьшается по степенному закону типа  $\mu_n = AT^{-3/2}$  [18]. Измеренная релаксационная кривая в режиме холостого хода напряжения  $V_{cc}$  в отсутствие напряжения смещения при комнатной температуре состоит из двух кривых, наклон которых дают постоянные времена  $\tau_1 \approx 2,1 \cdot 10^{-7}$  s и  $\tau_2 \approx 6,3 \cdot 10^{-7}$  s соответственно. Первое постоянное время хорошо согласуется с величиной времени жизни неосновных носителей электронов  $\tau_n \approx$

$1,17 \cdot 10^{-7}$  s, вычисленной из произведения  $\mu_n \tau_n \approx 1,17 \cdot 10^{-5}$  cm<sup>2</sup>/V ( $T = 293$  K) при значении  $\mu_n = 100$  cm<sup>2</sup>/V·s [12].

База исследуемой структуры является высокоомной и сильно компенсированной, т. е. почти диэлектрик (см. табл. 1), поэтому предполагается, что неравновесные носители заряда в ней диффундируют в виде плазмы электронно-дырочных пар, направление которых соответствует направлению неосновных носителей-электронов [18]. При этом плазма электронно-дырочных пар диффундирует как незаряженные частицы, в которых подвижность и коэффициент диффузии сохраняются неизменно. Правомочность такого механизма протекания тока подтверждает следующая оценка. По величине  $L_n = 5,4 \mu m$  определен коэффициент биполярной диффузии  $D \approx 1,5$  cm<sup>2</sup>/s при значениях:  $\tau_n \approx 2 \cdot 10^{-7}$  s и  $T = 293$  K. Затем по закону Эйнштейна  $D = (kT/q) \mu_D$  была определена

величина подвижности биполярной диффузии  $\mu_D \sim 60 \text{ cm}^2/\text{s} \cdot \text{V}$ , которая хорошо совпадает с величиной подвижности электронов для полукристаллического теллурида кадмия при комнатной температуре [12]. Далее используя вычисленную величину  $D \approx 1,5 \text{ cm}^2/\text{s}$  по формуле  $D = (D_p \sigma_n + D_n \sigma_p) / (\sigma_p + \sigma_n)$  [19], где  $\sigma_p$ ,  $\sigma_n$  — дырочная и электронная проводимость базы соответственно, было оценено отношение  $(\sigma_n / \sigma_p) \approx 1,5$  электронной проводимости к дырочной проводимости в базе при  $\mu_n = 10 \mu_p$ . При таком соотношении проводимостей электронов и дырок в базе биполярная дрейфовая подвижность  $\mu_E \approx 40 \text{ cm}^2/\text{s} \cdot \text{V}$  согласно проведенной оценке по формуле  $\mu_E = (\mu_n \sigma_p - \mu_p \sigma_n) / (\sigma_p + \sigma_n)$  [19]. При такой величине биполярной подвижности дрейфа электронов биполярная скорость дрейфа электронов  $\mathfrak{V}_n \approx \mu_E \cdot E = 8,4 \cdot 10^3 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ , а длина биполярного дрейфа электронов  $L_{nr} \approx \mathfrak{V}_n \cdot \tau_n = 18 \text{ }\mu\text{m}$  при значениях:  $\mathfrak{V}_n = 8,4 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{s} \cdot \text{V}$ ,  $w \approx 9,4 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\tau_n = 2,1 \cdot 10^{-7} \text{ s}$  и  $V = 0,2 \text{ V}$ . Отсюда следует, что в конце первого участка обратной ВАХ длина биполярного дрейфа электронов  $L_{dn}$  более чем в три раза больше, биполярной длины диффузии электронов  $L_n = 5,4 \text{ }\mu\text{m}$ . При этом отметим, что в начале этого участка ВАХ  $L_{dn} = 4,2 \text{ }\mu\text{m}$ , что меньше чем  $L_n = 5,4 \text{ }\mu\text{m}$ . Эти данные показывают динамику изменения механизма переноса неравновесных носителей с ростом тока. Согласно проведенной оценке в начале участка доминирует диффузионный режим переноса тока, а в конце участка перенос тока осуществляется преимущественно за счет дрейфового механизма. Из данной оценки также следует, что при увеличении температуры на 200 К очень мало изменяются величины  $\mu_D$  и  $\mu_E$ , так как в этих пределах температур совсем мало изменяются длина биполярной диффузии электронов и произведение подвижности электронов и времени жизни электронов. Поэтому можно заключить, что механизм переноса тока для этого участка ВАХ остается без изменения в области температур 173–373 К.

Из рис. 2 видно, что форма сублинейного участка с изменением температуры от 173 К до 373 К практически не изменяется, а лишь изменяется его величина тока, от значения  $1,17 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$  до  $2,8 \cdot 10^{-5} \text{ A/cm}^2$

при изменении температуры на 200 К. Теперь рассмотрим, как согласуются эти экспериментальные данные с теорией ВАХ структур с сильно развитой аккумуляцией [20]. Согласно данной теории среди параметров входящих в выражение для ВАХ

$$V = V_0 \exp(Jaw), \quad (5)$$

$$\alpha = \frac{N_{Au} - N_d}{2qD_n N_d n_2(T)}, \quad (6)$$

где  $\alpha$  для двухуровневого глубокого центра типа Au в Si.

Статические факторы

$$p_{it} = \exp\left(\frac{E_v - E_{it}}{kT}\right)$$

и

$$n_2 = N_C \exp\left(\frac{E_{2t} - E_C}{kT}\right) \quad (7)$$

отличаются сильной температурной зависимостью,  $J$  — плотность тока,  $w$  — толщина базы,  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов,  $N_d$  — мелкие донорные центры,  $N_{Au}$  — глубокие донорные центры золота и  $q$  — заряд электрона.

Результаты исследования ВАХ  $n^+ - n - n^+$ -структур с развитой аккумуляцией, изготовленных из кремния, компенсированного золотом [21], из эпитаксиально выращенного арсенида галлия, легированного хромом [22] и из арсенида галлия, легированного хромом, с вплавленными контактами [23] хорошо согласуются с теорией [20]. В этих образцах сублинейный участок ВАХ проявляется при температурах 273–293 К. С ростом температуры величина тока на сублинейном участке возрастает, а постоянная  $\alpha$  уменьшается по экспоненциальному закону. При этом сублинейный участок сильно деформируется, и он полностью исчезает при повышении температуры всего на 50–70 К. В то же время на образцах на основе сильно компенсированных пленок  $p$ -CdTe форма сублинейного участка практически остается без изменения при изменении температуры от 173 К до 373 К (см. рис. 3). Кроме этого

в пределах указанных температур величина напряжения смещения в начале и в конце сублинейного участка практически не изменяется, или изменяется не значительно. Отсюда следует, что высокая температурная чувствительность токовых характеристик на образцах, созданных на базе сильно компенсированного *p*-CdTe ( $w \geq 120 \mu\text{m}$ ) не наблюдается, что было присуще кремниевым и арсенид галлиевым образцам.

Согласно теории [20] в структурах с развитой аккумуляцией сублинейный участок ВАХ проявляется при выполнении условия  $Jaw \geq 2$ . Проведенная оценка показывает, что для теллурид кадмиевых образцов величина  $Jaw \approx 6,14$  при  $T = 373 \text{ K}$ , а и при  $T = 173 \text{ K}$ ,  $Jaw \approx 5,94$ . т. е. практически остается постоянной при изменении температуры на 200 К. Отсюда можно заключить, что параметр  $\alpha$  уменьшается настолько, насколько возрастает ток. В результате этого наблюдается слабое влияние температуры на процесс заполнения глубоких примесных центров, приводящее к появлению сублинейного участка ВАХ. В условиях инжекционной модуляции заряда глубоких примесей биполярная скорость дрейфа не зависит от уровня инжекции [20]. При этом параметр  $\alpha$  для двухуровневого глубокого центра для структуры с *p*-типом базы записывается в виде

$$\alpha = \frac{N_{2t} - N_a}{2qD_p N_a p_2(T)}, \quad (8)$$

а статический фактор Шокли–Рида

$$p_2 = N_V \exp\left(\frac{E_{2t} - E_V}{kT}\right). \quad (9)$$

Из выражения (8) следует, что на температурное изменение параметра  $\alpha$  в основном сказывается температурная зависимость статического фактора  $p_2(T)$ , который от температуры имеет экспоненциальную зависимость, а остальные члены выражения (8) либо не имеют, либо имеют слабую зависимость от температуры. При этом уровне прилипания, на котором происходит модуляция заполнения согласно выражению (8) имеет следующий вид

$$E_V + E_{2t} = \frac{0,2 \cdot \lg\left(\frac{1}{\alpha}\right)_2}{\frac{10^3}{T_1} + \frac{10^3}{T_2}}. \quad (10)$$

Далее определив величину параметра  $\alpha$  для каждой температуры при помощи формулы (5), была построена зависимость  $(1/\alpha)$ ,  $10^3/T$ , которая приведена на рис. 5. Как видно на рис. 5 зависимость  $(1/\alpha)$ ,  $10^3/T$ , построенная в полулогарифмическом масштабе состоит из трех прямых линий и из двух участков насыщения. Из наклона этих прямых определенные значения уровней

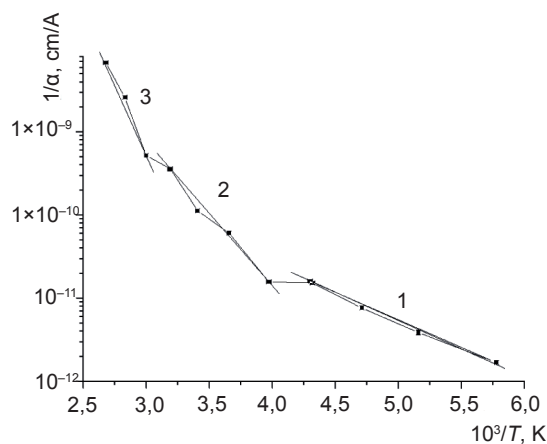


Рис. 5. Температурная зависимость параметра « $1/\alpha$ » от температуры

прилипания следующие:  $E_{2t} \approx 0,15 \text{ eV}$  (1),  $E_{2t} \approx 0,4 \text{ eV}$  (2),  $E_{2t} \approx 0,66 \text{ eV}$  (3). Это означает, что инжектированные электроны из тылового контакта прилипают на акцепторный уровень с энергией активации 0,15 eV в области температур 173–213 К, а в областях температур 233–313 К и 333–373 К они прилипают соответственно на уровнях 0,4 eV и 0,66 eV. По литературным данным [14] уровень 0,15 eV дает отрицательно заряженные междоузельные атомы теллура, а уровней 0,4 eV и 0,66 eV дают атомы Cu, Ag, Au и нейтральные междоузельные атомы теллура ( $\text{Te}_i^*$ ) или дважды отрицательно заряженные вакансии атома кадмия  $(V_{cd})^2$  соответственно. Причем атомы Cu, Ag, Au образуют примесную зону на энергетическом интервале 0,3–0,4 eV, а нейтральные междоузельные атомы



теллура ( $\text{Te}_i^*$ ) и дважды отрицательно заряженные вакансии атома кадмия ( $V_{cd}^-$ )<sup>2</sup> образуют примесную зону на энергетическом интервале 0,6–0,9 eV от потолка валентной зоны в CdTe. Из этих экспериментальных данных следует, что наличие нескольких уровней прилипания и их поэтапное заполнение с возрастанием температуры позволяет сохранить форму сублинейного участка ВАХ при изменении температуры от 173 К до 373 К.

Сохранение формы сублинейного участка почти без изменения в диапазоне 173–373 К (см. рис. 3) означает, что профиль распределения неравновесных носителей в *p*-базе, создающий встречные направления потоков биполярной диффузии и дрейфа практически не изменяется. Согласно теории темп нарастания концентраций неравновесных носителей с ростом «*x*» в прикатодной части высокоомной *p*-базы, где в первую очередь развивается эффект аккумуляции, определяется величиной скорости биполярного дрейфа. Таким образом, увеличение биполярной скорости дрейфа может приводить к образованию в прикатодной области *p*-базы слоя относительного обеднения, в котором концентрация неравновесных носителей убывает с ростом напряжения смещения. Следовательно, результатом такого локального убывания концентрации  $n(x)$  является быстрый рост сопротивления *p*-базы с увеличением  $V$ . Образование области относительного обеднения вызвано «вдавливанием» крутого диффузионного фронта функции  $n(x)$  под действием нарастающего тока биполярного дрейфа свободных носителей, который деформирует профиль их распределения в *p*-базе. Возрастание этой деформации приводит, однако, к возрастанию крутизны функции  $n(x)$  и к соответствующему усилению встречного диффузионного переноса носителей. Противоборство диффузионного и дрейфового потоков обеспечивает взаимную компенсацию их изменений с током. Поэтому на протяжении сублинейного участка ВАХ результирующий ток практически остается без изменения. С ростом обратного напряжения смещения увеличивается толщина объемного

заряда  $n^+$ -*p*-гетероперехода, которая может быть значительной при  $V \approx 70\text{--}100$  В, что может повлиять на закономерность протекания тока от напряжения смещения. Однако этот эффект не является определяющим, в противном случае, ток в структуре от напряжения смещения возрастал бы по закону  $I \sim (V^{1/2})$ .

Проведенная оценка показывает, что в конце сублинейного участка скорость биполярного дрейфа электронов  $\vartheta_n \approx 2,3 \cdot 10^5$  см/с при значениях:  $\mu_E \approx 40$  см<sup>2</sup>/В·с,  $w = 120$  мкм,  $V_K = 70$  В и  $T = 293$  К. При этом предполагалось, что в конце сублинейного участка толщина объемного заряда полностью охватывает всю толщину базы (*p*-CdTe). Как указывалось выше, в начале участка  $\vartheta_n \approx 8,5 \cdot 10^3$  см/сА. Отсюда следует, что величина длины биполярного дрейфа электронов в начале и в конце сублинейного участка соответственно равна  $L_{dn} = 18$  мкм и 480 мкм при значении  $\tau_n \approx 2,1 \cdot 10^{-7}$  с. При этом следует отметить, что при вычислении значений  $L_{dn}$  была использована величина времени жизни электронов, определенная из первого участка ВАХ. Это не корректно, поскольку здесь время жизни электронов изменяется с ростом тока из-за возрастания времени задержки внутри сложных рекомбинационных центров (комплексов). Тем не менее даже при заниженных величинах  $\tau_n$  значений  $L_{dn}$  намного превосходит величину длины биполярной диффузии электронов, особенно, в конце сублинейного участка ВАХ. Это означает во-первых, что в исследуемой диодной структуре по всей базе в температурном интервале 173–373 К протекают процессы, проводящие исключительно к обогащению ее свободными носителями, которые задают профиль распределения неравновесных носителей в *p*-базе, создающий встречные направления потоков биполярной диффузии и дрейфа; во-вторых сопротивление базы возрастает из-за эффекта инжекционного обеднения и из-за расширения слоя объемного заряда с ростом напряжения смещения; в-третьих генерационно-рекомбинационные процессы играют менее существенную роль, чем дрейфовая и диффузионная релаксация и выполняется неравенство [20]

$$\left(\frac{\mathcal{G}_a \tau_n}{L_a}\right)^2 \gg \frac{n - n_p}{\tau_n}, \quad (11)$$

где  $n$ ,  $n_p$  — концентрация неравновесных и равновесных электронов в базе ( $p$ -CdTe), а остальные параметры известны.

Кроме этого идентичность формы сублинейного участка в области температур 170–373 К показывает, что возрастание температуры на 200 К практически не влияет на процесс аккумуляции около Al- $p$ -CdTe-контакта и этот контакт имеет очень высокий потенциальный барьер.

Увеличение величины тока на сублинейном участке с повышением температуры вероятно обусловлено генерацией равновесных носителей дырок из примесных уровней в базе ( $p$ -CdTe), о чем свидетельствует температурная зависимость величины тока от температуры. Зависимость тока ( $J$ ) при приложенном напряжении  $V = 1$  В на сублинейном участке ВАХ при постоянной величине напряжения смещения, построенная в координатах  $\log J$ ,  $10^3/T$  хорошо укладывается на три прямые линии в области температур 173–373 К (см. рис. 6). Наклоны этих прямых дают три энергии активации, которые оказались соответственно равные:  $\approx 0,21$  eV (173–213) К; 0,48 eV (233–293) К; 0,98 eV (293–373) К, по величине они близки энергиям активации, определенных из температурной зависимости линейного участка прямой ВАХ, что подтверждает выше сделанное предположение (рис. 6, кр. 1).

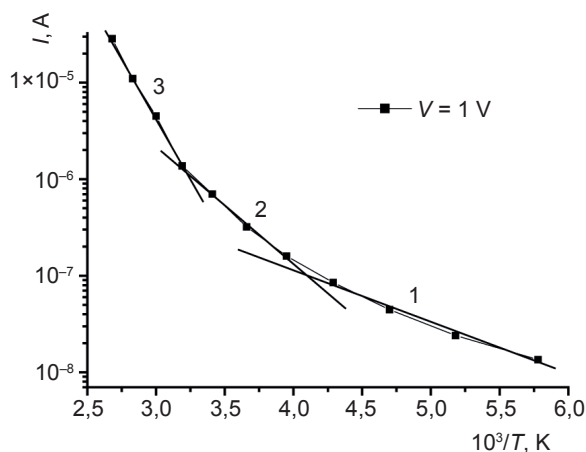


Рис. 6. Температурная зависимость плотности тока  $J$  на сублинейном участке обратной ВАХ при  $V = 1$  В

Направление дырочного и электронного дрейфовых токов одинаково, но направление потоков дрейфовых электронов и дырок разное. Поэтому неравновесные и равновесные дырки только вносят вклад в величину дрейфового тока, и они не причастны к деформации крутизны фронта функции  $n(x)$  у аккумулирующего  $n^+$ - $p$ -контакта. Поскольку концентрация генерированных дырок при разных температурах разная, следовательно, разный вклад дырочного дрейфового тока в общий ток и поэтому с увеличением температуры растет величина тока на сублинейном участке ВАХ.

После сублинейного участка ВАХ прослеживается степенная зависимость тока от напряжения типа  $J \sim V^\beta$ , где  $\beta \approx 4,8$ – $4,9$  остается практически без изменения при изменении температуры от 173 К до 373 К. 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 [24], но также через дефект-примесные комплексы. В этом случае выражение для скорости рекомбинации претерпевает принципиальное изменение и принимает вид [15]

$$U = N_R \frac{c_n c_p (np - n_i^2)}{c_n (n - n_i) + c_p (p - p_i) + \beta \tau_i np}, \quad (12)$$

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,  $n_i$ ,  $p_i$  — равновесные концентрации электронов и дырок в условиях, когда уровень Ферми совпадает с уровнем примеси (так называемые статические факторы Шокли-Рида),  $\tau_i$  — время, учитывающее те или иные процессы электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса,  $\beta$  — коэффициент, зависящий от конкретного типа примесных или дефект-примесных комплексов (см. [15]).

Рекомбинационные комплексы по составу могут быть разные: донорно-акцепторные пары или двухуровневого рекомбинационного

комплекса любой природы [25, 26], сложные комплексы типа «отрицательно заряженный акцептор + положительно заряженный ион внедрения» или «положительно заряженный донор + отрицательно заряженная вакансия», возникающих в результате рекомбинационно-стимулированных процессов [27, 28], а в работах [29, 30] — при распаде сложных комплексов типа «мелкий донор + вакансия». Несмотря на различия типа комплексов, в них прослеживается одна общая закономерность — рекомбинация неравновесных электронов и дырок в них происходит с задержкой, и учет инерционности электронного обмена внутри рекомбинационного комплекса обуславливает появления последнего члена в знаменателе формулы (12), который при достаточно высоком уровне возбуждения может стать определяющим. Согласно теории [15], участки ВАХ  $J \sim V^\beta$ , где  $\beta > 2$ , реализуются тогда, когда рекомбинация неравновесных носителей тока идет с задержкой, т. е. с участием комплексов, внутри которых происходит электронный обмен. В этом случае в знаменателе выражения (12) реализуется неравенство

$$c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) < \alpha \tau_i n p \quad (13)$$

и ВАХ имеет следующее аналитическое выражение для структуры p-типа базы:

$$V = \frac{(b+1)w^2 N_R}{b N_a \mu_n \tau_i} + \frac{w\sqrt{J}b}{q \mu_n (b+1)C} + \frac{2(b+1)w^2 N_R c_p}{b N_a \mu_n \alpha \tau_i C \sqrt{J}} = A + B\sqrt{J} - \frac{D}{\sqrt{J}} \quad (14)$$

Так как исследуемая структура создана на основе сильно компенсированного теллурида кадмия, поэтому концентрация мелких акцепторных центров  $N_A = N_a - N_d$ . Параметр  $C$  связан с концентрацией электронов на границе p-CdTe с окисью n-MoO<sub>3</sub> или твердым раствором (CdTe)<sub>1-x-y</sub>Mo<sub>x</sub>(MoO<sub>3</sub>) с выражением [15]

$$p(0) = C\sqrt{J} \quad (15)$$

Зависимость (13) позволяет описать любое значение наклона ВАХ типа  $J \sim V^\beta$ , в том числе участка резкого роста. Сопоставление

участка обратной ВАХ зависимостью  $J \sim V^\beta \approx 4,7-4,8$  с выражением (13) позволяет определить такие параметры, как  $N_R/\tau_i$ ,  $p(0)$ ,  $\frac{c_p}{\alpha}$  ( $\tau_i$  — время задержки внутри комплекса,  $N_R$  — концентрация комплексов). Для этого как в работе [31] составляется уравнение прямой линии для заданных экспериментальных точек. Например, составляя уравнение прямой линии для двух экспериментальных точек ( $J_1, V_1$  и  $J_2, V_2$ ), определяем значение напряжения

$$V = V_1 - \frac{V_1 - V_2}{J_2 - J_1} J_1, \quad (16)$$

которое, затем, приравнивается к значению

$$A = \frac{(b+1)w^2 N_R}{N_a \mu_n \tau_i}$$

из формулы (14). Далее, подставляя значения  $w = 120 \mu\text{m}$ ,  $b = 10$ , и  $N_A = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  в (14) определяем  $\frac{N_R}{\tau_i}$ . Таким

путем определенные значения  $\frac{N_R}{\tau_i}$  при

различных температурах приведены в табл. 2. Для определения других параметров из участка резкого роста тока выбирались три экспериментальные точки ( $V_1, J_1$ ), ( $V_2, J_2$ ), ( $V_3, J_3$ ) и для них составляли три уравнения для определения коэффициентов  $B$  и  $D$

$$B = \frac{V_2 - V_1}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}} - \frac{D \left( \frac{1}{\sqrt{J_1}} - \frac{1}{\sqrt{J_2}} \right)}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}, \quad (17)$$

$$D = \frac{(V_3 - V_2) - (V_3 - V_2) \frac{\sqrt{J_3} - \sqrt{J_2}}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}}{\left( \frac{1}{\sqrt{J_2}} - \frac{1}{\sqrt{J_3}} \right) - \left( \frac{1}{\sqrt{J_1}} - \frac{1}{\sqrt{J_2}} \right) \frac{\sqrt{J_3} - \sqrt{J_2}}{\sqrt{J_2} - \sqrt{J_1}}}, \quad (18)$$

которые затем приравнивались к их аналитическим значениям в формуле (14), что позволило оценить значения  $\mu_n C$ ,  $n(0)$ ,  $N_R/\tau_i$  при различных температурах (табл. 2).

Анализ обратной ВАХ структуры Al-p-CdTe-Mo показывает, что она имеет

Параметры, определенные из участка  $J \sim V^{4,7}$  обратной ВАХ

$T, K$	$\rho, \Omega \cdot cm$	$N_a, cm^{-3}$	$A$	$N_R / \tau_i, cm^{-3} \cdot s^{-1}$	$\mu_n C$	$C$	$n(0), cm^{-3}$	$C_p / z$
173	1E9	6E8	113,2	4,3E16	4,26E11	4,26E9	6E5-1,8E6	5,4E4
193	5,8E8	1,1E9	113,7	7,9E16	5E11	5E9	9,4E5-2,8E6	7,8E4
213	3E8	2,1E9	113,2	1,5E17	7,7E11	7,7E9	1,9E6-5,8E6	1,94E5
233	1,6E8	3,9E9	113,2	2,7E17	9,3E11	9,3E9	3,2E6-9,7E6	3,35E5
253	8E7	7,8E9	113,8	5,6E17	1,5E12	1,5E10	7,5E6-2,2E7	7,4E5
273	4,2E7	1,5E10	113,3	1,1E18	2,1E12	2,1E10	1,5E7-4,4E7	1,4E6
293	2,1E7	3E10	112,6	2,1E18	2,7E12	2,7E10	2,6E7-7,8E7	2E6
313	9,2E6	6,8E10	113,2	4,86E18	4,4E12	4,4E10	6,4E7-1,9E8	6,14E6
333	3,1E6	2E11	112,6	1,4E19	7,2E12	7,2E10	1,8E8-5,5E8	1,45E7
353	1,14E6	5,5E11	113,8	3,9E19	1,24E13	1,24E11	5,1E8-1,5E9	5,24E7
373	4,8E5	1,3E12	112,6	9,24E19	2,1E13	2,1E11	1,3E9-4,1E9	3,5E8

достаточно сложный механизм переноса тока, о чем свидетельствует последовательность участков:  $I = I_{01} \exp\left(\frac{eV}{3,7kT}\right), I \sim V^{0,005}$

и  $I \sim V^{4,7}$  при комнатной температуре (см. рис. 2). Такая последовательность участков ВАХ не соответствует последовательности участков ВАХ, для которых в работе [14] учтено влияние инерционности внутрикомплексного электронного обмена на процессы рекомбинации и токопереноса. В теории [14] решается основное уравнение

$$D_n \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{JN_A b^2}{q(b+1)^2 p^2} \frac{dp}{dx} - U = 0, \quad (19)$$

где скорость рекомбинации  $U$  описывается выражением (11) и не учитывается диффузионный член уравнения. Для такого случая получено аналитическое решение уравнения (13) для длинных диодов с неидеальным инжектирующим контактом. Далее обсуждены закономерности протекания тока для четырех случаев, поскольку

последний член в знаменателе выражения (11) растет с ростом уровня возбуждения.

Как указывалось выше, обсуждаемая структура представляется как  $n^+p-n$ -структура, и в ней  $n^+p$ - переход является идеальным, а  $p-n$ - неидеальным. Поэтому при включении такой структуры в обратном направлении тока аккумулируются неосновные неравновесные носители возле идеального контакта. В теории [15] не рассматривается структура развитой аккумуляцией. Однако, в работе [15] в рекомбинационных процессах участвуют сложные комплексы. Даже на первом участке при плотностях тока  $J \approx 4 \cdot 10^{-8} - 6 \cdot 10^{-7} A/cm^2$  второй член в знаменателе выражения (12) существенно влияет на скорость рекомбинации. Так как на этом участке ВАХ ток от приложенного напряжения смещения описывается экспоненциальной зависимостью типа  $J \sim \exp\left(\frac{eV}{3,7kT}\right)$  и величины  $L_n \approx 5,4 \mu m, \mu_n \tau_n \approx 1,17 \cdot 10^{-5} cm^2/V$  при комнатной температуре более чем на один порядок больше значений,

приведенных в литературе [14]. Вероятно, задержки рекомбинационных процессов из-за электронного обмена внутри сложных комплексов приводят к обогащению свободными носителями, которые задают профиль распределения неравновесных носителей в *p*-базе, создающий встречные направления потоков биполярной диффузии и дрейфа, в результате чего появляется протяженный сублинейный участок ВАХ.

Теперь рассмотрим влияние изменения температуры на параметры, определенные из участка резкого роста тока. Из табл. 2 следует, что величина отношения  $N_R/\tau_i$  возрастает более чем на три порядка при увеличении температуры от 173 К до 373 К. С целью выяснения температурной зависимости каждого параметра  $N_R$ -концентрации комплексов и  $\tau_i$  времени задержки были сняты кривые релаксации при температурах  $T = 173$  К и  $T = 373$  К. Кривые релаксации состоят из двух участков и имеют следующие постоянные времена:  $\tau_1 \approx 2,2 \cdot 10^{-5}$  с и  $\tau_2 \approx 9,1 \cdot 10^{-5}$  с ( $T = 173$  К) и  $\tau_1 \approx 1,2 \cdot 10^{-4}$  с и  $\tau_2 \approx 7,1 \cdot 10^{-4}$  с ( $T = 373$  К). Из этих данных следует, что с ростом температуры концентрация комплексов, участвующих в рекомбинационных процессах растет сильнее, чем увеличение времени задержки внутри комплексов. Повышение температуры также приводит к увеличению концентрации инжектированных электронов из тылового контакта (*n-p*) и концентрации равновесных дырок. При этом концентрация инжектированных электронов и равновесных дырок увеличивается примерно в  $2 \cdot 10^3$  раза при возрастании температуры от  $T = 173$  К до  $T = 373$  К (табл. 2 и рис. 2).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование показало, что рекомбинационные процессы в структуре Al-p-CdTe-Mo с протяженной базой ( $w = 120$   $\mu\text{m}$ ) в основном происходят с участием сложных комплексов, внутри которых происходит электронный обмен, в результате чего задерживаются неравновесные носители. Вероятно, задержки рекомбинационных процессов приводят к обогащению свободными носителями, которые задают профиль распределения неравновесных носителей

в *p*-базе, создающий встречные направления потоков биполярной диффузии и дрейфа, в результате чего появляется сублинейный участок на обратной ВАХ. Причем сохранение формы и протяженности сублинейного участка обратной ВАХ показывает, что из-за высоты потенциального барьера фронтального  $n^+$ -*p*-гетероперехода профиль распределения неравновесных носителей в *p*-базе практически не изменяется в интервале температуры 173–373 К.

Сохранение сублинейного участка без изменения в области температур 173–373 К показывает перспективность создания на базе таких структур полупроводниковых приборов, в которых принципиальное значение имеют малые величины темнового тока в широком диапазоне напряжения смещения и слабая чувствительность к температуре окружающей среды.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Durose K., Edwards P. R., Holliday D. P. // J. Cryst. Growth, 1999. — 733 p.
2. Takahashi T. and Wainabe S. // IEEE Trans. Nucl. Sei. — 2000. — Vol. 48. — 950 p.
3. Wainabe S., Takahashi T., Okada Y., et. al. // IEEE Trans. Nucl. Sei. — 2002. — Vol. 49. — 210 p.
4. Tanaka T., Kabayashi T., Mitani T., et. al. // New. Astron. Rev. — 2004. — Vol. 48. — 309 p.
5. Косяченко Л. А., Склярчук В. М., Мосляничук О. Л. // Письма в ЖТФ. — 2006. — Т. 32., № 2. — С. 29–37.
6. Davies L. W. // Proc., IEEE. — 1963. — Vol. 51. — 1637 p.
7. Фаренбрух А., Бьюб Р. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 278 с.
8. Мирсагатов Ш. А., Музафарова С. А., Ачилов А. С., Мовлонов А. А. // ФИП. — 2012. — Т. 10, № 1.
9. Ачилов А. С. Заверюхин Б. Н., Каланов М. У., Рустамова В. М. // ДАН Уз. 2, 2014.
10. Мирсагатов Ш. А., Ачилов А. С., Заверюхин Б. Н. // ФИП. — 2014. — Т. 12., № 2.
11. Стафеев В. И. // ФТТ. — 1961. — Т. 3. — 2513 с.
12. Физика и химия полупроводников АПВVI / Под. ред. С. А. Медведова. — М.: Мир. — 1970. — 624 с.

13. Георгиу В. Г. Вольт-фарадные измерения параметров полупроводников. — Кишнев: «Штиинца», 1987. — 15 с.
  14. Zanio K. Semiconductors and semimetals. — N. Y.: Acad. Press, 1978. — 210 p.
  15. Лейдерман А. Ю., Минбаева М. К. // ФТП. — 1996. — Т. 30. — 1729 с.
  16. Гуляев Ю. В. // ФТТ. — 1961. — Т. 3. — 385 с.
  17. Ржанов А. В. // ФТТ. — 1961. — Т. 3. — 3698 с.
  18. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. — М.: Мир, 1973. — 210 с.
  19. Орешкин П. Т. Физика полупроводников и диэлектриков. — М.: «ВЫСШАЯ ШКОЛА», 1977. — 418 с.
  20. Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями. Из. «ФАН» Уз. ССР, 1981. — 200 с.
  21. Абакумов А., Карагеоргий-Алкалаев П. М., Каримова И. З., Книгин П. И., Лейдерман А. Ю., Луговская З. П., Смирнов А. С. Фотоэлектрические явления в полупроводниковых структурах с глубокими уровнями и оптоэлектроника / Под. ред. С. А. Азимова. — Ташкент, «ФАН», 1976. — 3 с.
  22. Саидов М. С., Садаев Б., Никитин В. В., Саидов А. С. // ФТП. — 1979. — Т. 13, № 1763.
  23. Морозкин В. В. // ДАН Уз. ССР. — 1979. — № 12. — 31 с.
  24. Shockley W., Read W. // Phys. Rev. — 1952. — Vol. 87. — 835 с.
  25. Karageorgy-Alkalaev P. M., Leiderman A. Yu. // Phys. Status Solidi. — 1968. — A 26. — 419 с.
  26. Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. // В сб: Физика и материаловедение полупроводников / Под. ред. В. И. Фистуля Металлургия. — М, 1987. — 80 с.
  27. Лейдерман А. Ю. // ДАН УзССР. — 1987. — Т. 7. — 21 с.
  28. Лейдерман А. Ю. // ДАН УзССР. — 1989. — Т. 4. — 25 с.
  29. Шейкман М. Г., Корсунская Н. Е. В кн.: Физика соединений А2В6. — М.: Наука, 1986. — 109 с.
  30. Лейдерман А. Ю. // ДАН УзССР. — 1989. — Т. 1, № 24.
  31. Мирсагатов Ш. А., Лейдерман А. Ю., Махмудов М. А. // ФТТ. — 2009. — Т. 51, № 10. — 1917 с.
- ## LITERATURA
1. Durose K., Edwards P. R., Holliday D. P. // J. Cryst. Growth, 1999. — 733 p.
  2. Takahashi T. and Wainabe S. // IEEE Trans. Nucl. Sei. — 2000. — Vol. 48. — 950 p.
  3. Wainabe S., Takahashi T., Okada Y. // et. al. IEEE Trans. Nucl. Sei. — 2002. — Vol. 49. — 210 p.
  4. Tanaka T., Kabayashi T., Mitani T. // et. al. New. Astron. Rev. — 2004. — Vol. 48. — 309 p.
  5. Kosyachenko L. A., Sklyarchuk V. M., Molslyanchuk O. L. // Pis'ma v ZhTF. — 2006. — Vol. 32., No. 2. — P. 29–37.
  6. Davies L. W. // Proc., IEEE. — 1963. — Vol. 51. — 1637 p.
  7. Farenbruh A., B'yub R. — M.: Energoatomizdat, 1987. — 278 p.
  8. Mirsagatov Sh. A., Muzafarova S. A., Achilov A. S., Movlonov A. A. // FIP. — 2012. — Vol. 10, No. 1.
  9. Achilov A. S. Zaveryuhin B. N., Kalanov M. U., Rustamova V. M. // DAN Uz. 2, 2014.
  10. Mirsagatov Sh. A., Achilov A. S., Zaveryuhin B. N. // FIP. — 2014. — Vol. 12., No. 2.
  11. Stafeyev V. I. // FTT. — 1961. — Vol. 3. — 2513 p.
  12. Fizika i himiya poluprovodnikov AIBVI / Pod. red. S. A. Medvedova. — M.: Mir. — 1970. — 624 p.
  13. Georgiu V. G.. Vol't-Faradnye izmereniya parametrov poluprovodnikov. — Kishenev: «Shtinca», 1987. — 15 p.
  14. Zanio K. Semiconductors and semimetals. — N. Y.: Acad. Press, 1978. — 210 p.
  15. Lejderman A. Yu., Minbaeva M. K. // FTP. — 1996. — Vol. 30. — 1729 p.
  16. Gulyaev Yu. V. // FTT. — 1961. — Vol. 3. — 385 с.
  17. Rzhanov A. V. // FTT. — 1961. — Vol. 3. — 3698 p.
  18. Lampert M., Mark P. Inzhekcionnye toki v tverdyh telah. — M.: Mir, 1973. — 210 p.
  19. Oreshkin P. T. Fizika poluprovodnikov i dielektrikov. — M.: «VYSShAYa ShKOLA», 1977. — 418 p.
  20. Kakrageorgij-Alkalaev P. M., Lejderman A. Yu. Fotochuvstvitel'nost' poluprovodnikovykh struktur s glubokimi primesyami. Iz. «FAN» Uz.SSR, 1981. — 200 p.
  21. Abakumov A., Kakrageorgij-Alkalaev P. M., Karimova I. Z., Knigin P. I., Lejderman A. Yu., Lugovskaya Z. P., Smirnov A. S. Fotoelektricheskaya yavleniya v poluprovodnikovykh

- strukturah s glubokimi urovnyami i optoelektronika / Pod. red. S. A. Azimova. — Tashkent, «FAN», 1976. — 3 p.
22. Saidov M. S., Sadaev B., Nikitin V. V., Saidov A. S. // FTP. — 1979. — Vol. 13, No. 1763.
23. Morozkin V. V. // DAN Uz.SSR. — 1979. — No. 12. — 31 p.
24. Shockley W., Read W. // Phys. Rev. — 1952. — Vol. 87. — 835 p.
25. Karageorgiy-Alkalaev P. M., Lejderman A. Yu. // Phys. Status Solidi. — 1968. — A 26. — 419 c.
26. Karageorgij-Alkalaev P. M., Lejderman A. Yu. // V sb: Fizika i materialovedenie poluprovodnikov / Pod. red. V. I. Fistulya Metallurgiya. — M, 1987. — 80 p.
27. Lejderman A. Yu. // DAN UzSSR. — 1987. — Vol. 7. — 21 p.
28. Lejderman A. Yu. // DAN UzSSR. — 1989. — Vol. 4. — 25 p.
29. Shejkman M. G., Korsunskaya N. E. V kn: Fizika soedinenij A2V6. — M.:Nauka, 1986. — 109 p.
30. Lejderman A. Yu. // DAN UzSSR. — 1989. — Vol. 1, No. 24.
31. Mirsagatov Sh. A., Lejderman A. Yu., Mahmudov M. A. // FTT. — 2009. — Vol. 51, No. 10. — 1917 p.