

СУБЛИНЕЙНЫЕ ОБРАТНЫЕ ВАХ ТОЛСТЫХ ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ CdTe

Ш. А. Мирсагатов, А. С. Ачилов, Б. Н. Заверюхин

*Физико-технический институт,
Научно-производственное объединение «Физика-Солнце»,
Академии наук Узбекистана,
Ташкент, Узбекистан*

Поступила в редакцию 03. 06. 2014

Создана пленочная структура с базой из p -CdTe ($w = 120 \mu\text{m}$), имеющей с двух сторон МОП-элементы: фронтальный Al- n -Al₂O₃- p -CdTe и тыловой Mo- n -MoO₃- p -CdTe. При включении такой структуры в обратном направлении тока появляется протяженный сублинейный участок (СУ) на вольтамперной характеристике (ВАХ). Механизм возникновения СУ связан с инжекцией электронов из тыловой области структуры и возникновением в базе (p -CdTe) встречных диффузионных и дрейфовых токов, компенсирующих друг друга. Эти физические процессы приводят к возрастанию сопротивления базы в широком диапазоне напряжения смещения $V_b \sim 0,3\text{—}70 \text{ V}$, где ток I остается почти постоянным ($\sim 6,7 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ в начале и $\sim 6,9 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ в конце диапазона). Установлено, что в начале СУ ($V_b \sim 0,3 \text{ V}$) релаксационные процессы переноса обуславливаются рекомбинацией неравновесных носителей, инжектированных в базу, а в конце СУ ($V_b \sim 70 \text{ V}$) такие процессы целиком определяются временем пролета неравновесных носителей через базу.

Ключевые слова: полупроводник, пленка, МОП-элемент, барьер Шоттки.

СУБЛІНІЙНІ ЗВОРОТНІ ВАХ ТОВСТИХ ПЛІВКОВИХ СТРУКТУР НА ОСНОВІ CdTe

Ш. А. Мірсагатов, А. С. Ачілов, Б. Н. Заверюхін

Створена плівкова структура з базою p -CdTe ($w = 120 \mu\text{m}$), що має з двох сторін МОП-елементи: фронтальний Al- n -Al₂O₃- p -CdTe і тиловий Mo- n -MoO₃- p -CdTe. При включенні такої структури в зворотному напрямку струму з'являється протяжна сублінійна ділянка (СУ) на вольтамперній характеристиці (ВАХ). Механізм виникнення СУ пов'язаний з інжекцією електронів з тилової області структури і виникненням в базі (p -CdTe) зустрічних дифузійних і дрейфових струмів, компенсують один одного. Ці фізичні процеси призводять до зростання опору бази в широкому діапазоні напруги зсуву $V_b \sim 0,3\text{—}70 \text{ V}$, де струм I залишається майже постійним ($\sim 6,7 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ на початку і $\sim 6,9 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ в кінці діапазону). Встановлено, що на початку СУ ($V_b \sim 0,3 \text{ V}$) релаксаційні процеси перенесення обумовлюються рекомбінацією нерівноважних носіїв, інжектіваних в базу, а наприкінці СУ ($V_b \sim 70 \text{ V}$) такі процеси цілком визначаються часом прольоту нерівноважних носіїв через базу.

Ключові слова: напівпровідник, плівка, МОП-елемент, бар'єр Шотткі.

SUBLINEAR REVERSE CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS OF THICK FILM STRUCTURES BASED ON CdTe

Sh. A. Mirsagatov, A. S. Achilov, B. N. Zaveryukhin

The film structure with p -CdTe base ($w = 120 \mu\text{m}$) having from two sides MOS-elements (the frontal Al- n -Al₂O₃- p -CdTe and the rear Mo-MoO₃- p -CdTe) is created. The extended sub linear section (SS) on the current-voltage characteristic is appeared if to turn on such structure in the opposite direction of the of the current. Mechanism of an appearance of SS is associated with the injection of electrons from the rear MOS-element and appearance in the base the diffusion and drift currents what compensate each other. These physical processes lead to an increasing of the base resistance in the wide range of the biased voltage ($V_b \approx 0.3\text{—}70 \text{ V}$) where current (I) remains almost constant ($\approx 6.7 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ in the beginning and $\approx 6.9 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ in the end of the range). It is established that in the beginning of SS ($V_b \approx 0.3 \text{ V}$) relaxation processes of transfer are determined by recombination of no equilibrium carriers what were injected into the base and such processes entirely are defined by time of the transit

of these carriers through the base.

Keywords: semiconductor, film, MOS-element, barrier Shottky.

ВВЕДЕНИЕ

Теллурид кадмия (CdTe) является одним из основных материалов при создании инжекционных фотоприемников и приемников ядерных излучений. Современные монокристаллы CdTe имеют большое удельное сопротивление $\rho \geq 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ и сложную технологию получения. Следует отметить, что монокристаллы соединений A^2B^6 имеют недостатки.

Основным недостатком этих монокристаллов является наличие в них значительного количества дефектов, которые ухудшают функциональные характеристики приборов.

От влияния некоторых дефектов можно избавиться, если использовать крупноблочные поликристаллические CdTe-пленки столбчатой структурой зерен (кристаллитов).

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 приводит к увеличению времени жизни носителей заряда в кристаллитах. Из таких крупноблочных поликристаллических CdTe-пленок можно создавать приемники различных излучений с протяженной чувствительной областью и улучшенными функциональными характеристиками. Такие приемники излучений смогут эффективно регистрировать низкоэнергетические α -частицы, γ -, X -излучения и т. д.

Кроме этого, актуальной задачей является и создание новых типов приемников, работающих на основе эффекта «инжекционного» обеднения базы (ЭИОБ) полупроводниковых структур [1]. Этот эффект позволяет увеличивать протяженность обедненной рабочей области приемника и напряженность электрического поля в ней без увеличения обратных токов.

ЭИОБ наблюдается при возникновении в базе встречных дрейфовых и диффузионных потоков неравновесных носителей. Эти потоки взаимно компенсируют друг друга, что приводит к уменьшению проводимости базы структуры в определенном диапазоне напряжений смещения. Данный эффект наблюдался ранее только в p - i - n -структурах при подаче на прямого напряжения смещения и возникновения в них режима двойной инжекции носителей.

Такой режим работы приводил к появлению сублинейного участка (СУ, где ток $I = \text{const}$) на вольтамперной характеристике (ВАХ) при больших величинах тока ($I \geq 10^{-3} \text{ A/cm}^2$) и протяженности СУ составляла всего лишь 3—5 V [2].

Целью данной работы являлось изучение механизма появления протяженного СУ, обнаруженного нами впервые на обратных ВАХ пленочных полупроводниковых структурах из CdTe. Для этого нами были разработаны, созданы и исследованы пленочные структуры (ПС), имеющие в своей конструкции МОП-элементы и барьеры Шоттки.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Образцы и методика измерения

Пленочные структуры с барьером Шоттки были созданы напылением алюминия в вакууме ($\sim 10^{-6}$ Тор) на поверхность крупноблочных CdTe-пленок p -типа проводимости, выращенных на молибденовой подложке (Mo). Электрический фронтальный контакт из алюминия (Al) имел толщину 50 Å и площадь $S \approx 1 \text{ cm}^2$. Тыловым электрическим контактом являлась Mo-подложка. Пленки p -CdTe имели удельное сопротивление $\rho \approx (2\text{—}3)10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ и время жизни неосновных носителей $\sim 10^{-6}$ с. Пленки обладали столбчатой структурой кристаллитов в направлении роста и представляли собой практически монокристалл. Размеры кристаллитов в поперечном сечении составляли от 150 до 200 μm . Толщина пленок p -CdTe была 120—150 μm , так что их кристаллиты пронизывали всю толщину пленки. Проведенные

исследования показали, что электрофизические характеристики пленок весьма чувствительны к технологическим параметрам их получения.

Темновые вольтамперные характеристики (ВАХ), изготовленных ПС, измерялись в прямом и обратном направлениях тока при комнатной температуре. Вольт-фарадные характеристики были измерены на частоте 5 kHz, что позволяло выявить наличие МОП-элементов (структур) в исследуемых ПС.

Постоянное время релаксации неравновесных носителей (τ_r) было измерено как фотоэлектрическим методом, так и по релаксации электрического сигнала в режиме холостого напряжения V_{cc} [3].

При измерении τ_r фотоэлектрическим методом были использованы светодиоды, излучающие электромагнитные волны длиной 0,54 μm и 0,69 μm .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

а) Рентгеноструктурный анализ

Для проведения анализа ПС и изучения процессов переноса носителей заряда в них необходимо знать реальное строение исследуемых образцов. Поэтому необходимо было провести исследование реального строения данной структуры с помощью рентгеноструктурного фазового анализа (РСФ). Результаты РСФ для Al-*p*-CdTe-Мо-структуры показали, что в ней, наряду с основным веществом (CdTe) и оксидом MoO₃, имеется оксид алюминия Al₂O₃, который является полупроводниковым материалом *n*-типа с шириной запрещенной зоны $E_g = 2,7 \text{ eV}$ и очень высоким удельным сопротивлением $\rho \approx 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ при комнатной температуре [5, 6].

Данные РСФ показывают, что толщина слоев Al₂O₃ составляет ~20—30 nm, а CdTe-пленки являются поликристаллическими и базовая Al-*p*-CdTe-Мо структура имеет реальный вид: Al-Al₂O₃-*p*-CdTe-МоO₃-Мо (рис. 1) и в ней протяженная база (*p*-CdTe) ограничена с двух сторон высокоомными широкозонными тонкими окисными слоями *n*⁺-Al₂O₃ и *n*^{*}-МоO₃ (рис. 1).

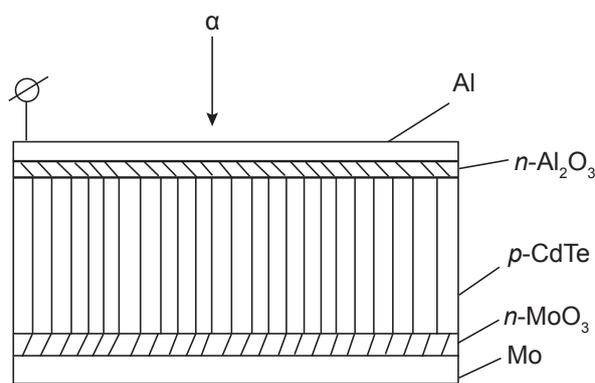


Рис. 1. Схема реальной Al-*p*-CdTe-Мо-структуры

б) Вольт-фарадная характеристика пленочной структуры

Исследование вольт-фарадных характеристик изготовленной пленочной *n*⁺-*p*-*n*^{*}-структуры, показало наличие в ней МОП-элемента (образования), что подтверждают результаты РСФ. Причем $C(V)$ -характеристика фиксирует интегральный МОП-элемент, поскольку исследуемая *n*⁺-*p*-*n*^{*}-структура в своем составе содержит два МОП-элемента (*n*⁺-Al₂O₃ и *n*^{*}-МоO₃). Построенная зависимость $C(V)$ в координатах $C^{-2}(V)$ позволила определить концентрацию равновесных носителей (p_0) по известной формуле [7]

$$p_0 = \frac{2}{q\epsilon_0\epsilon_s S^2} \cdot \frac{dV}{d(C^{-2})}, \quad (1)$$

где q -заряд электрона, ϵ_0 , ϵ_s -диэлектрические постоянные воздуха и полупроводника, S -площадь ПС. Изломы $C^{-2}(V)$ -характеристики показали, что приповерхностный слой пленки является неоднородным, и он образован при формировании на ней алюминиевого контакта. По наклону изломов $C^{-2}(V)$ -характеристики были определены концентрации « p_0 », которые оказались равны $p_0 \approx 2,75 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ и $p_0 \approx 1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ и по своей величине практически соответствуют концентрации равновесных носителей в исходной пленке, подтверждают этого. Экстраполяция излома зависимости $C^{-2}(V)$ на ось напряжения позволила определить высоту фронтального потенциального барьера МОП-элемента « V_D », имевшей величину $V_D \approx 0,97 \text{ eV}$. Эти экспериментальные результаты показывают, что в исследуемой ПС фронтальный МОП-элемент (Al-*n*⁺Al₂O₃-*p*-CdTe)

является более качественным в структурном аспекте, и он играет основную роль в электронных процессах, происходящих в данной ПС.

с) Анализ обратной и прямой вольтамперной характеристики ПС

При подаче отрицательного потенциала «-» (напряжения смещения V_b) на Al-контакт ПС структура работает в прямом режиме, а при подаче «+» потенциала в запорном режиме.

На рисунке 2а показаны в двойном логарифмическом масштабе обратная и прямая и обратная ВАХ типичной Al- n^+ -Al₂O₃- p -CdTe- n^+ -MoO₃-Mo-структуры.

МОП-элемент (Al- n^+ -Al₂O₃- p -CdTe) является более качественным (по сравнению с тыльным МОП-элементом p -CdTe- n^+ -MoO₃-Mo) и этот элемент имеет более высокий коэффициент инжекции примерно равный единице. Вид обратной вольтамперной характеристики ПС показывает, что она имеет протяженный СУ в области напряжений смещения $V_b = 0,3—70$ В, в котором величина тока не превышает величин $(6—7) \cdot 10^{-7}$ А/см². Исследование этой вольтамперной характеристики ПС позволит раскрыть механизм переноса тока, ответственный за ее особенности. Видно, что обратная ВАХ исследуемой ПС в двойном логарифмическом

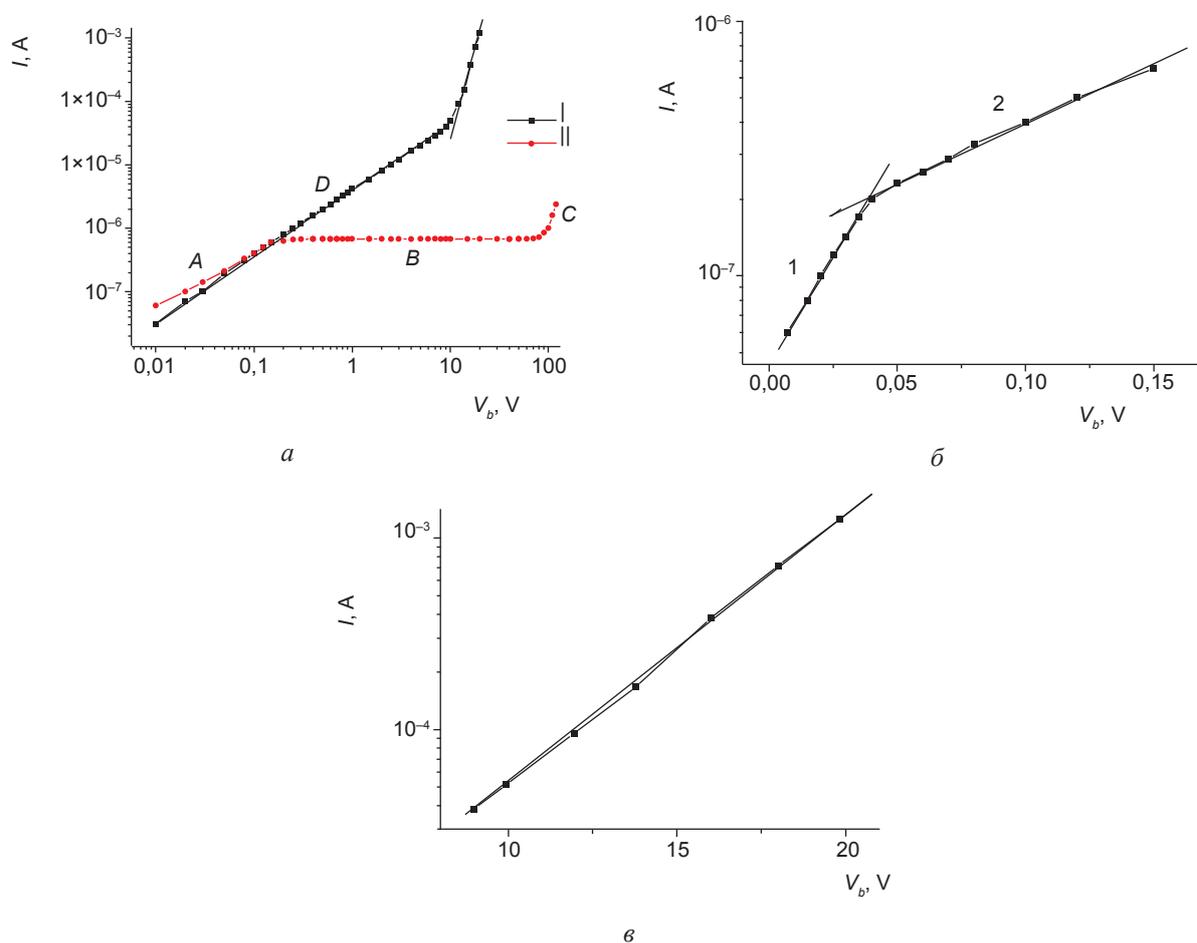


Рис. 2: а — вольтамперная характеристика типичной Al- p -CdTe-Mo-структуры: I — прямая, II — обратная ($T = 300$ К), б — обратная ВАХ для первого и второго участков Al- p -CdTe-Mo-структуры в полулогарифмическом масштабе (до сублинейного участка), в — прямая ВАХ для второго участка Al- p -CdTe-Mo-структуры в полулогарифмическом масштабе

Анализ ВАХ показывает, что ПС обладает выпрямляющими свойствами и ее коэффициент выпрямления « K » при фиксированном напряжении смещения $V_b = 25$ В примерно равен $\approx 10^4$. Следовательно, фронтальный

масштабе состоит в основном из трех участков: 1. Участок «А», где имеется зависимость $I \sim V^\alpha$ и $\alpha = 0,83$; 2. Участок «В» — $I \sim V^\alpha$, $\alpha \approx 0,003$; 3. Участок «С» — $I \sim V^\alpha$ и $\alpha \approx 2$ (рис. 3а).

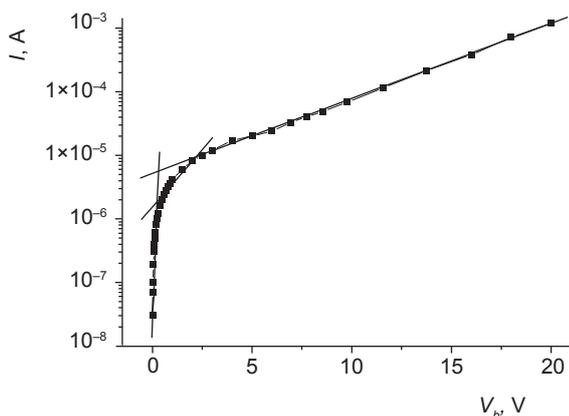


Рис. 3. Прямая ВАХ Al-p-CdTe-Mo-структуры в полулогарифмическом масштабе ($T = 300$ К)

Известно [8], что для многослойных полупроводниковых структур с эффектом развитой аккумуляцией при $v_a > 0$ (v_a — скорость биполярного дрейфа) характерны процессы возникновения встречных диффузионных и дрейфовых потоков носителей в условиях обогащения базы неравновесными носителями. При этом происходит взаимная компенсация этих потоков носителей, если рекомбинационно-генерационные процессы играют менее значительную роль, чем диффузионный и дрейфовый процессы релаксации. В таких структурах при достаточно низком уровне инжекции ($n \leq N$, где n — концентрация инжектированных электронов, $N = N_a - N_d$ — некомпенсированный заряд акцепторных центров) токовая характеристика определяется линейной зависимостью [9] вида

$$I \approx q\mu_p N V_T / w, \quad (2)$$

где w — толщина базы, V_T — омическое падение напряжения на сопротивлении высокоомной p-CdTe-базы не измененном инжекционной модуляцией. Считая, что все приложенное напряжение смещения падает на базе ПС, при помощи формулы (1) определяем, что $N \approx 3,2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при значениях; $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$, $w = 120 \text{ }\mu\text{м}$ и $\mu p = 10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Эта величина N на порядок меньше, чем концентрации равновесных дырок, определенные из вольт-фарадной характеристики проводимости CdTe-пленки. Поскольку величина N представляет собой концентрацию некомпенсированных акцепторных центров,

то разница между величинами N и p_0 становится еще больше. По этой причине необходимо проанализировать ВАХ, построенную в полулогарифмическом масштабе (см. рис. 2б). Из рис. 2б следует, что вольтамперная характеристика (до начала появления сублинейного участка) состоит из двух участков.

Первый участок описывается экспоненциальной зависимостью тока от напряжения смещения типа $I = I_{01} \exp(eV/ckT)$, где показатель экспоненты $c = 1,09$, $I_{01} = 4,1 \cdot 10^{-8} \text{ А/см}^2$, на втором участке ток от напряжения также описывается экспоненциальной зависимостью, но здесь показатель экспоненты $c_2 \approx 4$ и предэкспоненциальный множитель $I_{02} = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ А/см}^2$. Проведенный анализ показал, что на первом участке ВАХ ход зависимости $I = f(V)$ определяется механизмом термоэлектронной эмиссии, где термоэлектронный ток описывается формулой [10]

$$I = AT^2 e^{-\frac{V_D}{kT}} \left(e^{\frac{eV}{ckT}} - 1 \right) = I_{01} \left(e^{\frac{eV}{ckT}} - 1 \right) \quad (3)$$

здесь

$$I_{01} = AT^2 e^{-\frac{V_D}{kT}}, \quad (4)$$

где постоянная Ричардсона $A = 12 \cdot 10^5 \text{ А/(м}^2 \cdot \text{град}^2)$; V_D — высота потенциального барьера; V — напряжение смещения;

Используя экспериментальное значение $I_{01} = 4,1 \cdot 10^{-8} \text{ А/см}^2$, определенное из первого участка ВАХ при помощи выражения (4), находим величину высоты потенциального барьера $V_D = (0,97 \pm 0,02) eV$, которое хорошо совпадает с величиной потенциального барьера, определенного из $C(V)$ -характеристики.

Эти результаты подтверждают, что на первом участке ВАХ механизмом протекания тока является термоэлектронно-эмиссионный механизм. При плотностях тока $1,8 \cdot 10^{-7} \text{—} 7,5 \cdot 10^{-7} \text{ А/см}^2$ концентрация инжектированных электронов в базу ПС из n^*p -гетероперехода ($\text{MoO}_3\text{-CdTe}$) становится больше, чем концентрация равновесных неосновных носителей-электронов ($n > n_p$). При этом ток в структуре ограничивается рекомбинацией неравновесных носителей и обратная ВАХ описывается формулой

В. И. Стафеева (5), где учитывается сопротивление базы [11]

$$I = I_{02} \cdot \exp(qV/c \cdot kT), \quad (5)$$

здесь

$$c = (2b + ch \cdot w/L + 1)/(b + 1) \quad (6)$$

$$I_c = (kT/q) \times (b \cdot ch(w/L)) / [(2(b+1) \cdot L \cdot \rho \cdot \text{tg} \cdot w/2L)], \quad (7)$$

где $b = \mu n/\mu p$ — отношение подвижностей электронов и дырок, w — толщина базы, ρ — удельное сопротивление базы, L — длина диффузии неосновных носителей. Подставляя экспериментальное значение $c = 4$ в формулу (6) находим, что: $L_n = 31,2 \mu\text{m}$, $\mu_n \tau_n = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{cm}^2/\text{V}$ (произведение подвижности на время жизни электронов) при значениях $b = 10$ и $w = 120 \mu\text{m}$. Теперь проведем оценку удельного сопротивления базы ρ , используя формулу (7), и находим, что $\rho \approx 1,35 \cdot 10^8 \Omega \text{cm}$, которое по величине почти на порядок больше, чем экспериментальная величина удельного сопротивления CdTe-пленки. Такое несоответствие в их значениях объясняется тем, что в общем сопротивление базы ПС входит и сопротивление обратного смещенного n^+p -гетероперехода ПС. Из этих экспериментальных данных следует, что на втором участке (B) ВАХ в релаксационных процессах неравновесных носителей определяющую роль играет диффузия. Как видно из рисунка 2а, конец этого участка непосредственно примыкает к началу сублинейного участка ВАХ. Отсюда следует, что в начале СУ инжектируемые неравновесные носители также релаксируют за счет рекомбинация электронно-дырочных пар. Известно, что для появления СУ в пленочной структуре один из переходов должен быть идеальным, а другой не идеальным [8, 9]. В нашей n^+p-n^* -структуре идеальным переходом является n^+p -гетеропереход и неидеальным $p-n^*$ -гетеропереход. Доказательством этого обстоятельства является то, что при включении этого $p-n^*$ -гетероперехода в пропускном направлении через ПС протекает большой ток и коэффициент инжекции этого перехода около единицы. При включении ПС в обратном направлении тока вблизи

Al-p-CdTe-контакта аккумулируются электроны и также (для сохранения электронейтральности) дырки, если этот гетеропереход имеет большой потенциальный барьер для электронов. Анализ первого участка (A) ВАХ и вольт-фарадной характеристики показал, что действительно для электронов имеется высокий потенциальный барьер $V_D \approx 0,97 \pm 0,02 \text{eV}$, который способствует накоплению неосновных неравновесных носителей заряда возле него и появлению положительного градиента $dn/dx > 0$. При этом реализуется условие, когда диффузионный и дрейфовый потоки носителей направлены навстречу друг другу и в некотором интервале напряжений смещения эти потоки будут не усиливаться как, обычно, а подавлять друг друга. В результате этого процесса концентрация свободных носителей в базе не увеличивается с ростом V_b , как это бывает при инжекции, а уменьшается и происходит увеличение сопротивления базы [8, 9].

В исследуемой пленочной структуре СУ обратной ВАХ начинается с напряжения смещения $V_b \approx 0,3 \text{V}$ и простирается до $V_b \approx 70 \text{V}$. При этом ток в ПС практически остается постоянным, и он слабо изменяется от величины $6,7 \cdot 10^{-7} \text{A/cm}^2$ до $6,9 \cdot 10^{-7} \text{A/cm}^2$, увеличиваясь лишь на $\sim 2 \cdot 10^{-8} \text{A/cm}^2$. В то же время сопротивление базы на СУ возрастает примерно в 250 раз. В таких пленочных структурах важную роль играют оба типа свободных носителей и в связи с этим необходимо выявление природы их релаксации на СУ, т. е. определение в результате каких физических процессов происходят эти релаксации. Важнейшей характеристикой в пленочных структур является биполярная скорость дрейфа свободных носителей v_a , которая весьма чувствительна к внешним воздействиям и также к изменению процессов заполнения глубоких примесей. Общее выражение для скорости биполярного дрейфа достаточно сложное (см. например [9, 12])

$$v_a = \left[\frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n n + \mu_p p} \right] \times \left(N_d - \left(\epsilon \frac{dE}{dx} - p \frac{\partial}{\partial p} \left(\epsilon \frac{dE}{dx} \right) + M \left(1 - \frac{p}{M} \frac{\partial M}{\partial p} \right) \right) \right) E, \quad (8)$$

где M -концентрация дырок, захваченных глубокими примесями. Для простоты анализа в данном случае выбран один тип глубокого уровня центров прилипания для дырок, так что $M = N_t f_{ip}$, где N_t — концентрации центров прилипания, $f_{ip} = p/(p + p_{1t})$ — вероятность заполнения этого уровня дырками, $p_{1t} = N_v \exp((E_v - Et)/kT)$ — статический фактор Шокли-Рида. Первый член уравнения, пропорциональный N_a в формуле (8) описывает режим омической релаксации объемного заряда, а второй член этого уравнения, связанный с изменением поля dE/dx , описывает диэлектрическую релаксацию объемного заряда, третий член отражает только процесс модуляции заполнения глубоких примесей. Проведенная оценка для омической релаксации объемного заряда по формуле (8) показывает, что величина $v_a \approx 8,3 \cdot 10^3$ см/с, а время пролета от катода до анода пленочной структуры составляет $\sim 1,4 \cdot 10^{-4}$ с. При оценке предполагалось, что концентрация некомпенсированных акцепторных центров $N_a^* = N_a - N_d$ в базе $-p$ -CdTe превышает на порядок концентрацию свободных дырок $p_0 \approx 2,7 \cdot 10^{11}$ см⁻³, хотя для сильно компенсированных полупроводников принято считать, что параметр $p_0 \approx N_a^*$.

Для упрощения расчета время диэлектрической релаксации оценивалось по формуле (9) [13]

$$\tau_m = \epsilon_s \cdot \epsilon_0 \cdot \rho, \quad (9)$$

и оно оказалось равным $\sim 2,4 \cdot 10^{-4}$ с при следующих значениях параметров: $\epsilon_s = 10$ для CdTe, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14}$ Ф/см и $\rho \approx 2,7 \cdot 10^7$ Ω·см. Удельное сопротивление CdTe-пленки определялось по величинам тока и напряжения, соответствующим началу первого участка ВАХ. Влияние параметров третьего члена формулы (8) на скорость биполярного дрейфа оценивалось следующим образом. Считалось, что этот член является главным и определяется только модуляцией заполнения глубоких примесей, в качестве которых выступают центры прилипания электронов с фактором прилипания $\gamma = N_t/n_{1t} \gg 1$ и при $n < n^*$. В этом случае выражения для амбиполярной скорости дрейфа и коэффициента диффузии упрощаются [9] и имеют вид:

$$D_a \approx D_n \text{ и } v_a \approx I_c D_a \quad (10)$$

где

$$n^* = n_{1t} + \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} N_t, \quad a = \frac{1}{2qD_n N_t}, \quad (11)$$

где D_a — коэффициент диффузии амбиполярной проводимости, D_n — коэффициент диффузии для электронов, I_c — плотность тока, N_t — концентрация уровней прилипания электронов. При этом сублинейный участок ВАХ имеет следующий простой аналитический вид

$$V = V_0 \exp(I_c \alpha w), \quad (12)$$

где V_0 — падение напряжения на аккумуляющем контакте, α — некий параметр, w — толщина базы. Таким образом, полученные простые формулы (10) для v_a , ВАХ (12) и наличие зависимости параметра a от концентрации глубоких примесей N_t (см. уравнение (11)) позволили легко оценить скорость биполярного дрейфа и концентрацию глубоких примесей из эксперимента. Они оказались, соответственно, равны: $\alpha \approx 2,5 \cdot 10^{10}$ см/А, $v_a \approx 4,2 \cdot 10^4$ см/с и $N_t \approx 10^7$ см⁻³, а величина времени пролета через базу структуры при такой скорости биполярного дрейфа оказалась равна $\sim 2,8 \cdot 10^{-5}$ с. Время пролета (τ_i) инжектируемых электронов через базы структуры оценивалось для начала СУ. Оценка показывает, что $\tau_i \approx w/(\mu_n \cdot E) = 4,8 \cdot 10^{-6}$ с при значениях: $V \approx 0,3$ В, $\mu_n = 100$ см²/В·с и $w = 120$ мкм. Согласно данным второго участка ВАХ время жизни электронов составляет $\tau_n \approx 1,5 \cdot 10^{-6}$ с при значении $\mu_n \approx 100$ см²/В·с. Отсюда следует, что инжектированные электроны из n^+ - p -гетероперехода в базу релаксируют преимущественно за счет рекомбинации с дырками в течение времени пролета через базу. Это подтверждает проведенный эксперимент по релаксацию фототока и электрического сигнала в режиме холостого напряжения V_{cc} в начале СУ [3]. Было обнаружено, что релаксационная кривая состоит из двух кривых, наклон которых дают времена релаксации, соответственно $\tau_{r1} \approx 2,1 \cdot 10^{-6}$ с и $\tau_{r2} \approx 4,3 \cdot 10^{-6}$ с. Эти величины близки к выше приведенным значениям времени жизни и времени пролета неравновесных носителей

через базу, что подтверждает правильность сделанного предположения о механизме релаксации. Ниже рассматривается динамика изменения этих характеристических времен при повышении величины электрического поля в базе для СУ обратной ВАХ. Проанализируем изменение величины скорости биполярного дрейфа, когда каждый член в формуле (8) играет доминирующую роль. Естественно, что повышение величины электрического поля в базе приводит к увеличению величины v_a . При этом глубокие уровни прилипания переходят в ранг рекомбинационных центров и концентрация равновесных дырок уменьшается. В результате этого сложно оценить истинную величину времени омической релаксации. Повышение величины поля в базе ПС, обусловленное возрастанием её сопротивления, (см. формулу (9)) приводит к увеличению времени диэлектрической релаксации примерно в двести пятьдесят раз. Согласно формуле (10) скорость биполярного дрейфа остается почти постоянной на СУ, когда она определяется исключительно модуляцией глубоких примесных уровней. Повышение величины электрического поля сильно влияет на время пролета неравновесных инжектированных электронов через базу. Доказательством является расчет времени пролета, которое оказалось равно $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ s для конца СУ. На этом участке ВАХ измеренное время релаксации неравновесных носителей составляет $\tau_r \approx 2,8 \cdot 10^{-8}$ s, что совпадает с расчетной величиной времени пролета. Отсюда становится очевидным, что в электрических полях для конца СУ в релаксационных процессах определяющую роль играет время пролета и доминирующим в ПС является дрейфовый ток. С другой стороны анализ участка «С» ВАХ, идущий вслед за СУ «В» подтверждает это, так как участок «С» имеет квадратичную зависимость тока от напряжения смещения (см. рис. 2а). При высоком уровне инжекции, когда концентрация неравновесных носителей вблизи инжектирующего перехода сильно увеличивается, (и поэтому даже в неидеальных переходах) определяющую роль в процессах переноса около границы слоя объемного заряда начинает

играть дрейф носителей [12]. Проводимость базы увеличивается медленнее, чем растет ток, и ВАХ существенно отличается от экспоненциальной зависимости. Известно, что для длинных диодов ВАХ описывается степенным законом (для базы p -типа) [13]:

$$I = (9/8)q(p_p - n_p)\mu_n\mu_p\tau(V^2/w^3). \quad (13)$$

Приведенная оценка времени релаксации по формуле (13) дает величину $\tau_r = 9,7 \cdot 10^{-9}$ s (по экспериментальным данным из начала квадратичного участка «С» ВАХ) при значениях: $I_c = 8,6 \cdot 10^{-7}$ A/cm², $V = 85,4$ V, $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ К, величины μ_n , μ_p , соответственно, равны 100 cm²/V·s и 10 cm²/V·s, $p_p \approx 10^{10}$ cm⁻³, что практически совпадает со временем пролета ($\sim 2 \cdot 10^{-8}$ s.), определенного по данным конца СУ. При вычислениях использованная величина p_p почти на порядок больше, чем ее величина для СУ, так как формула (13) справедлива при высоких уровнях инжекции. Что касается разницы их значений в два раза, то это объясняется не прецизионной точностью определения рабочей площади исследуемой ПС и концентрации инжектированных носителей. Подтверждением тому, является величина времени пролета $\tau_l \sim 2 \cdot 10^{-8}$ s, вычисленная при тех же значениях подвижности неосновных носителей и V_b . Проведенный анализ полностью подтверждает, что начиная с конца СУ, в релаксационных процессах доминирующую роль играет время пролета и основной компонентой тока в ПС является дрейфовый ток.

Теперь проанализируем прямую ВАХ, которая проведена на рис. 2а в двойном логарифмическом масштабе. Из этого рисунка видно, что прямая ветвь ВАХ имеет два участка: участок (D) линейной зависимости тока от напряжения смещения и участка (F) экспоненциальной зависимости тока от V_b . Определенное из линейного участка (D) значение удельного сопротивления базы структуры равно $\rho \sim 2 \cdot 10^7$ Ω·cm, а $p_0 \approx 3 \cdot 10^{11}$ cm⁻³. Эти величины согласуются с величинами удельного сопротивления исходной CdTe-пленки и концентрацией равновесных носителей дырок, определенной из вольт-фарадной характеристике ($2,7 \cdot 10^{11}$ cm⁻³).

Второй участок (F) прямой ВАХ (рис. 2а), построенной в полулогарифмическом масштабе (см. вставка на рис. 2с), показывает, что он описывается экспоненциальной зависимостью $I = I_0 \exp(qV/ckT)$, где $c \approx 100$ и $I_0 = 2,6 \cdot 10^{-5}$ А/см². Переход от линейного участка (D) к экспоненциальному участку (F) (где большая величина показателя экспоненты $c \approx 100$) показывает появление высокого уровня инжекции и падение значительной части приложенного напряжения смещения на базе ПС. Такой вид ВАХ объясняется в рамках теории Стафеева В. И, представленной формулами (5), (6), (7). Проведенная оценка при помощи формулы (6), показала, что отношение толщины базы к длине диффузии электронов $w/L_n \approx 7,6$, а величины $L_n \approx 15,8$ мкм и $\mu_n \tau_n \approx 10^{-4}$ см²/В. При этом отметим, что полученное значение $w/L_n \approx 7,6$ почти в два раза больше, а величина $L_n \approx 15,8$ мкм в два раза меньше, чем их оцененные значения $w/L_n \approx 4$, $L_n \approx 30$ мкм, рассчитанные из обратной ВАХ. Такая разница их значений объясняется перезарядкой глубоких примесных центров с ростом уровня инжекции, к тому же на втором участке (F) прямой ВАХ плотность тока на четыре порядка больше, чем на втором участке (B) обратной ВАХ. Кроме этого, следует указать, что в прямом направлении тока отсутствует сублинейная зависимость тока от напряжения смещения. Это свидетельствует, что p - n^* -гетеропереход неидеален, прозрачен для электронов и не позволяет им накапливаться возле него до такой величины, которая бы, способствовала возникновению диффузионного потока неравновесных носителей, движущегося навстречу дрейфовому потоку, идущего от n^+ - p -гетероперехода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданы ПС из крупноблочных пленок теллурида кадмия с длиной диффузии электронов $L_n \approx 30$ мкм, что намного больше, чем у аналогов. Установлено, что реальное строение ПС из крупноблочных CdTe-пленок имеет вид: Al- n^+ -Al₂O₃- p -CdTe- n^* -MoO₃-Mo. Такая ПС представляется как n^+ - p - n^* -структура, p -CdTe-база, имеющая с двух сторон МОП- типа Al- n^+ -Al₂O₃- p -CdTe и Mo

n^* -MoO₃ p -CdTe. При включении такой ПС в обратном направлении тока на ВАХ появляется протяженный СУ. Появление СУ объясняется возникновением встречных дрейфового и диффузионного потоков в p -CdTe-базе, компенсирующих друг друга. Этот процесс сопровождается инжекцией электронов из тылового МОП-элемента (Mo-MoO₃- p -CdTe) пленочной структуры и обуславливается непрозрачностью фронтального МОП-элемента (Al-Al₂O₃- p -CdTe) так как здесь для электронов существует высокий потенциальный барьер $V_D \approx 0,97 \pm 0,02$ eV. Процесс компенсации встречных диффузионных и дрейфовых потоков приводит к возрастанию сопротивления базы в широком диапазоне напряжений смещения и появлению СУ. Установлено, что инжектированные неравновесные носители заряда (в электрических полях для начала СУ) рекомбинируют в базе ПС за время пролета через нее. В электрических полях для конца СУ релаксационные процессы в базе определяются исключительно временем этим временем пролета. В этом случае доминирующим током в ПС является дрейфовый ток. Этот вывод также подтверждает величина времени релаксации, вычисленная из участка ВАХ следующего за СУ. Таким образом, механизм возникновения СУ связан с инжекцией электронов из тыловой области структуры и возникновением в базе ПС встречных диффузионных и дрейфовых токов, компенсирующих друг друга. Созданные на основе теллурида кадмия ПС, использующие эффект «инжекционного» обеднения базы, могут быть использованы для разработки приемников излучений с протяженной чувствительной областью для регистрации низкоэнергетических ядерных частиц, γ , X -излучений и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Leiderman A. Yu., Karageorgy-Alkalaev P. M. // Phys. Status Solidi A 51, 63 (1979).
2. Усмонов Ш. Н., Мирсагатов Ш. А., Лейдерман А. Ю. Исследование вольт-амперной характеристики гетероструктуры n -CdS/ p -CdTe в зависимости от температуры // ФТП. — 2010. — Т. 44, вып. 3. — С. 330—334.
3. Davies L. W. Proc., IEEE, 51, 1637 (1963).

4. Мирсагатов Ш. А., Музафарова С. А., Ачилов А. С., Мовлонов А. А. Исследование промежуточных слоёв диода с барьером Шоттки Al-*p*CdTe-Mo // ФИП — 2012. — Т. 10, № 1. — С. 78—84.
5. Физико-химические свойства окислов. Справочник / Под. Ред. Самсонова Г. В. — М.: Металлургия, 1978. — С. 52
6. Миркин Л. И. Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. — М.: Физматлит, 1961. — 863 с.
7. Кишенов В. Г., Вольт-фарадные измерения параметров, «ШТИИИЦА», 1987. — 65 с.
8. Адирович Э. И., Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. Токи двойной инъекции в полупроводниках. — М.: Сов. радио, 1978. — 320 с.
9. Лейдерман А. Ю., Карагеоргий-Алкалаев П. М. «Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями». Ташкент: Издательство «ФАН» Уз. ССР, 1981. — 199 с.
10. Зи. С. Физика полупроводниковых приборов. — М.: «Мир». — 1984. — Т. 1. — 455 с.
11. Стафеев В. И., Адирович Э. И., Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. // ФТТ. — 1961. — Т. 3. — С. 2513—2518.
12. Орешкин П. Т. Физика полупроводников и диэлектриков. — М.: «ВЫСШАЯ ШКОЛА», 1977. — 418 с.
13. Викулин И. М., Стафеев В. И. Физика полупроводниковых приборов. — М.: Сов. радио, 1980. — 296 с.
2. Usmonov Sh. N., Mirsagatov Sh. A., Lejderman A. Yu. Issledovanie vol't-ampernoj harakteristiki geterostruktury *n*-CdS/*p*-CdTe v zavisimosti ot temperatury // FTP. — 2010. — Vol. 44, Vyp. 3. — P. 330—334.
3. Davies L. W. Proc., IEEE, 51, 1637, 1963.
4. Mirsagatov Sh. A., Muzafarova S. A., Achilov A. S., Movlonov A. A. Issledovanie promezgutochnyh sloev dioda s bar'ером Shottki Al-*p*CdTe-Mo // FIP — 2012. — Vol. 10, No. 1. — P. 78—84.
5. Fiziko-himicheskie svojstva okislov. Spravochnik / Pod. Red. Samsonova G. V. — M.: Metallurgiya, 1978. — P. 52.
6. Mirkin L. I. Spravochnik po rentgenostruktturnomu analizu polikristallov. — M.: Fizmatlit, 1961. — 863 p.
7. Kishenov V. G., Vol't-faradnye izmereniya parametrov, «ShTIINCA», 1987. — 65 p.
8. Adirovich E. I., Karageorgij-Alkalaev P. M., Lejderman A. Yu. Toki dvojnoj inzhekcii v poluprovodnikah. — M.: Sov. radio, 1978. — 320 p.
9. Lejderman A. Yu., Karageorgij-Alkalaev P. M. «Fotochuvstvitel'nost' poluprovodnikovyh struktur s glubokimi primesyami». Tashkent, Izdatel'stvo «FAN» Uz.SSR, 1981. — 199 p.
10. Zi. S. Fizika poluprovodnikovyh priborov. — M.: «Mir». — 1984. — T. 1. — 455 p.
11. Stafeev V. I., Adirovich E. I., Karageorgij-Alkalaev P. M., Lejderman A. Yu. // FTT. — 1961. — Vol. 3. — P. 2513—2518.
12. Oreshkin P. T. Fizika poluprovodnikov i dielektrikov. — M.: «VYSShAYa ShKOLA», 1977. — 418 p.
13. Vikulin I. M., Stafeev V. I. Fizika poluprovodnikovyh priborov. — M.: Sov. radio, 1980. — 296 p.

LITERATURA

1. Leiderman A. Yu., Karageorgiy-Alkalaev P. M. Phys. Status Solidi A 51, 63, 1979.