

**МЕХАНИЗМ ПЕРЕНОСА ТОКА nCdS-pCdTe – ГЕТЕРОСТРУКТУР
С ТОЛЩИНОЙ БАЗЫ ~ 1 μm.**

Физико-технический институт Научно-производственного объединения «Физика Солнце»
Академии Наук Республики Узбекистан, 700084, Ташкент, ул. Мавлянова 2Б

При создании эффективных полупроводниковых приборов на основе n-CdS-p-CdTe – гетероструктур важную роль играют свойства и геометрические размеры твердых растворов, синтезируемых на гетерогранице [1,2]. В работах [3,4] было показано, что возникающий при этом твердый раствор (ТР) CdTe_{1-x}S_x неоднороден не только по проводимости, но и по составу. Кроме того, было установлено, что эти твердые растворы наряду со стабильными, имеют и нестабильные составы [5]. Поэтому изучение влияния твердого раствора CdTe_{1-x}S_x на механизм переноса тока является актуальной задачей.

В данной работе в достаточно широком диапазоне исследуется механизм переноса тока в n-CdS-p-CdTe - гетероструктурах с толщиной базы d ~ 1 μm. Для проведения исследований были изготовлены nCdS-pCdTe гетеропереходы по технологии, описанной в [2]. Толщина базы d измерялась с торца образца при помощи электронного микроскопа МИМ-8, как в [6]. На рис.1 приводится вольтамперная характеристика (ВАХ) этой структуры при прямом направлении тока. На ВАХ ярко выделяются пять участков. Первый и второй участки ВАХ были исследованы нами в [6]. При этом было показано, что на первом участке ВАХ проявляется закономерность, присущая термоэлектронной эмиссии (см. напр.[7]), а на втором участке ток хорошо описывается известной формулой В.И. Стафеева, полученной при учёте падения напряжения на квазинейтральной базе [8]. Из второго участка ВАХ при помощи формул [8]:

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{ckT}\right), c=2 \left(\frac{1+bChd/L}{1+b}\right), J_0 = \frac{kT}{q} \frac{bch \frac{d}{L}}{L(b+1)tg \frac{d}{2L}} \quad (1)$$

были оценены значение отношения толщины базы d (TRCdTe_{1-x}S_x) к диффузионной длине неосновных носителей (дырок) L : d/L ≈ 2.9; произведение μ_pτ_p ≈ 3.4·10⁻⁵ см²/V, время жизни дырок τ_p ≈ 4·10⁻⁸ s; удельное сопротивление базы ρ ≈ 1.510⁷ Ом·см. При оценке принималось, что d = 1 μm и b = μ_n/μ_p ≈ 10 [9]. Толщина базы d измерялась с торца образца при помощи электронного микроскопа МИМ-8, как в [6].

Далее на ВАХ имеются два сублинейных участка, которые разделены участком резкого спада тока (рис.1). Нам представляется, что объяснить достаточно необычный вид этой ВАХ можно, привлекая модель, описанную в [10]. В длинном диоде (d/L > 1), при наличии большого числа центров прилипания, могут реализоваться условия, приводящие к независимости амбиполярной скорости дрейфа от концентрации свободных носителей тока. В результате этого основное уравнение задачи, описывающее распределение концентрации свободных носителей в базе, принимает вид [10]:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - aJ \frac{dp}{dx} - \frac{p}{L_p^2} = 0, \quad (2)$$

$$\text{где } a = \frac{1}{2qD_n N_t} - \quad (3)$$

параметр, зависящий от концентрации глубоких центров прилипания N_t, L_p = √(D_pτ_p) - диффузионная длина свободных носителей.

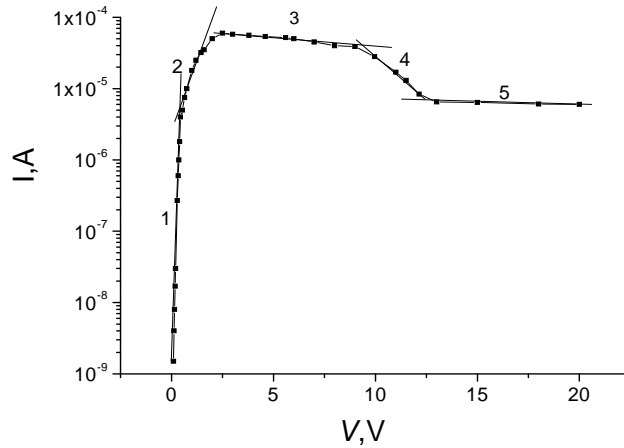


Рис.1

$$1 - J=J_{01} \cdot \exp\left(\frac{qV}{c_1 kT}\right), c_1 = 2.1, J_{01}=1.7 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2; 2 - J=J_2 \cdot \exp\left(\frac{qV}{c_2 kT}\right),$$

$$c_2 = 16.4, J_2=3.2 \cdot 10^{-5} \text{ A/cm}^2; 3 - V = V_0 \exp(d/aJL^2), \alpha = 2.2 \cdot 10^7 \text{ A}^{-1} \text{ cm};$$

$$4 - J=J_{03} \cdot \exp\left(-\frac{qV}{c_4 kT}\right), c_4 = 3; 5 - V = V_0 \exp(d/aJL^2), \alpha = 1.2 \cdot 10^9 \text{ A}^{-1} \text{ cm}.$$

Если в $p-i-n$ - структуре реализуются встречные направления амбиполярных диффузии и дрейфа, то имеет место режим “инжекционного обеднения”, впервые теоретически предсказанный в [11] и наблюдавшийся на многих материалах (см. напр.[12,13]. ВАХ в этом случае имеет вид: $V \approx V_0 \exp(aJd)$. (4)

Следует отметить, что на этом участке ток медленно растёт с напряжением. Такая ВАХ наблюдалась нами на $n-CdTe-p-CdS$ - структурах с достаточно протяжённым промежуточным слоем твёрдого раствора, игравшим роль i -базы, и подробно анализировалась в [14].

На обоих сублинейных участках, представленных на рис.1, ток медленно убывает с ростом напряжения. В [10] отмечалось, что в случае совпадающих направлений амбиполярной диффузии и дрейфа свободных

носителей возможно появление на ВАХ сублинейного участка вида:

$$V = V_0 \exp(d/aJL^2), \quad (5)$$

на котором ток, в отличие от участка типа (10), убывает с напряжением.

Параметр “а”, найденный из экспериментальных данных по формуле:

$$a = \frac{d}{L^2} \frac{(1/J_2 - 1/J_1)}{\ln(V_2/V_1)}, \quad (6)$$

(здесь J_2 и J_1 , V_2 и V_1 - плотности тока и напряжение на двух точках экспериментальной ВАХ) позволяет определить концентрацию глубоких центров на первом и втором сублинейных участках, которые оказались равными $N_i \approx 1,1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ и $N_i \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, соответственно.

Теперь проанализируем падающий участок зависимости тока от напряжения, находящийся между сублинейными участками ВАХ. Спад ВАХ, приводящий к нелинейности N- типа, может быть обусловлен различными механизмами, в частности такую характеристику имеют туннельные диоды и сверхпроводящие металлические пленки, разделенные диэлектрическим зазором. Вольтамперная характеристика N-типа наблюдается также при эффекте Ганна. На падающем участке ВАХ рис.1 напряженность электрического поля составляет порядка $8 \cdot 10^4 - 1,2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, что вполне достаточно для переброски электронов из нижней долины в верхнюю долину зоны проводимости $\text{TPCdTe}_{1-x}\text{S}_x$ и, вероятно, может привести к нелинейности N-типа. Однако, поскольку

зонная структура $\text{TPCdTe}_{1-x}\text{S}_x$ слабо изучена, мы не можем однозначно утверждать, что участок резкого спада тока обусловлен эффектом Ганна. В то же время при объяснении причин, приводящих к усилению убывания тока с напряжением после первого сублинейного участка ВАХ, по-видимому, следует учесть, что в нашем материале присутствуют в большом количестве не только простые локальные рекомбинационные центры, но и различные примеси и дефекты (в частности вакансии Cd и Te), а также дефект-примесные и примесь-примесные комплексы самой различной природы. Это заставляет предположить, что при достаточно высоком уровне возбуждения в рекомбинации могут начать играть существенную роль процессы внутрикомплексного обмена носителями. В этом случае выражение для скорости рекомбинации имеет вид [15]:

$$U = N_R \frac{c_n c_p (pn - n_i^2)}{c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) + \alpha \tau_i n p}, \quad (7)$$

где α - коэффициент, определяемый конкретной природой комплекса, τ_i - время обмена носителями внутри рекомбинационного комплекса (независимо от его природы). Как только процессы внутрикомплексного обмена, описываемые последним членом в знаменателе (7), начинают играть хоть какую-нибудь ощутимую роль, скорость рекомбинации может быть приближённо представлена в

$$\text{виде } U \approx N_R \frac{c_n c_p}{c_n + c_p} p - N_R \frac{c_n c_p \alpha \tau_i}{(c_n + c_p)^2} p^2 \quad (8)$$

Это означает, что время жизни свободных носителей $\tau = p/U$ теперь не будет постоянной величиной, а будет расти с ростом концентрации свободных носителей:

$$\tau \approx \frac{c_n + c_p}{N_R c_n c_p} + \frac{\alpha \tau_i p}{N_R c_n c_p}. \quad (9)$$

Следовательно, диффузионная длина свободных носителей тоже будет расти с ростом уровня возбуждения, а поскольку в выражении для ВАХ (5) L^2 стоит в знаменателе показателя экспоненты, это однозначно означает, что убывание тока с напряжением усилится. Появление второго сублинейного участка типа (5) означает, что начинает работать другой, менее высокоомный слой твёрдого раствора.

Литература

- [1]. K.Herndon, A.Gupta, V.I.Kaydanov and R.T.Coblins. Appl.Phys.75(22), pp.3503-3505, (1999)
- [2]. Ж.Жанабергенов, Ш.А.Мирсоготов, С.Ж.Каражанов. Неорганические материалы, **41**, 915 (2005)
- [3] С.А.Музафарова, Ж.Жанабергенов. Неорганические материалы. **43**, 781-(2007)
- [4]. Ш.А.Мирсагатов, С.А. Музафарова. Украинский Физический Журнал, № 4, 45(2006)
- [5] S.A.Muzafarova, Sh.A.Mirsagatov. Ukr. J.Phys. **51**, №11-12, 1125 (2006)
- [6] Ш.А.Мирсагатов, Ж.Жанабергенов, С.А.Музафарова. ФТТ, **49**, 1111(2007)
- [7] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. М., Мир, (1984), т.1, 455 с.
- [8] В.И. Стафеев. ЖТФ, **28**, 1631, (1958).
- [9] Физика и химия $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$. «Мир», М., (1970), 624с.
- [10] Э.И. Адирович, П.М.Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках, М.:, Советское радио, (1978), 240с.
- [11] A.Yu Leiderman, P.M. Karageorgy – Alkalaev . Sol. State Comm, **25**, 781 (1978).
- [12] P.M Karageorgy-Alkalaev , I,A.Yu.Leiderman . Phys. Stat. Sol (a), **36**, 391 (1976).
- [13] А.А.Абакумов , И.З.Каримова, П.И.Книгин , А.Ю.Лейдерман. ФТП, **10**, 486 (1978).
- [14] Х.Х.Исмоилов, А.М.Абдугафуров, Ш.А.Мирсагатов, А.Ю. Лейдерман. Механизм переноса тока в гетероструктурах $n\text{CdS}/p\text{CdTe}$ с толстым слоем твердого раствора CdTe-xS , ФТТ (Принята к печати)
- [15] А.Ю.Лейдерман, М.К.Минбаева. ФТП. **30**, 1729 (1996).

