

Рис.4. Дифузійні профілі вторинних іонів для плівки Cr(65)/Ge(10)/Cr(65)/Pi в невідпаленому (а) та відпаленому (б) стані.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Чопра К.Л. Электрические явления в тонких пленках.- Москва: Мир, 1972.-434 с.
2. Проценко И.Е. Расчет параметров электропереноса тонких поликристаллических пленок металлов // Изв.вузов. Физика. 1988.№ 6. -с.42-47.
3. Одноворець Л.В., Проценко І.Ю., Черноус А.М., Шамо́ня В.Г. Залежність від температури опору багат шарових металевих плівок. В зб. "Наукові праці Сумського педагогічного інституту. Серія: Фізика твердого тіла" (Під ред. І.Ю. Проженка). - Суми: СДП, 1993.-с.35-43.

Надійшла до редколегії 16 лютого 1994 р.

УДК 621. 382: 537. 311. 3

## ИНЖЕКЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГЛУБОКИХ ЛОВУШЕЧНЫХ ЦЕНТРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

Опанасюк А.С., Чекалов А.П.

Метод исследования глубоких ловушек в полупроводниковых материалах, основанный на обработке вольтамперных характеристик (ВАХ) в режиме токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ), в настоящее время используется довольно широко [1-2]. При этом информацию о глубине залегания, концентрации и характере распределения ловушечных уровней по энергиям в запрещенной зоне (ЗЗ) материала получают путем сравнения экспериментальных ВАХ с рассчитанными теоретически для дискретного [3], равномерного [4], экспоненциального [5], двойного экспоненциального [6], гауссового [7-8] и иных видов распределений. Вместе с тем, традиционные способы обработки ВАХ, использующие модельные представления о характере энергетического спектра ловушек, обладают рядом существенных недостатков: а) для расчета теоретических кривых, обычно, применяются упрощенные аналитические выражения, дающие асимптотические приближения; б) выбор модели производится априорно, хотя при некоторых сочетаниях энергетического и концентрационного параметров глубоких центров ВАХ, рассчитанные для различных ловушечных

распределений, подобны; в) реальное распределение ловушек по энергиям в 33 полупроводникового материала может существенно отличаться от эталонного.

Еще одним фактором, осложняющим получение достоверной информации об энергетическом спектре ловушечных уровней в полуизолирующих материалах методом ВАХ, является наличие целого ряда конкурирующих и сопутствующих ТОПЗ механизмов зарядопереноса (двойная инжекция (ДИ), барьерная электропроводность (БЭ), полевая ионизация ловушечных уровней (ПИ), джоулев разогрев), приводящих к качественно идентичным зависимостям тока от напряжения: степенные по напряжению участки, разделенные скачками тока [9]. Тем не менее, идентификация механизма зарядопереноса в исследуемых объектах при расчете параметров глубоких центров, обычно, не производится, а скачки тока на ВАХ априорно связываются с режимом ТОПЗ.

Учитывая вышеизложенное, корректная информация о параметрах ловушечных центров при анализе ВАХ может быть получена при выполнении следующих условий: а) однозначной идентификации механизма зарядопереноса в исследуемой структуре как ТОПЗ; б) использовании при обработке кривых безмодельных методик, основанных на точных аналитических выражениях.

Метод, позволяющий достоверно идентифицировать механизм зарядопереноса через образец по одной экспериментальной ВАХ, впервые предложен в [9]. Разграничение механизмов зарядопереноса в данной работе основано на градации величин токов в исследуемых структурах относительно их предельно возможных значений. Метод позволяет, наряду с дискриминацией инжекционных процессов среди подобных по проявлению на ВАХ, провести более тонкую идентификацию механизма зарядопереноса среди возможных инжекционных.

Зависимости, позволяющие реконструировать вид распределения ловушек в 33 полупроводника непосредственно из ВАХ ТОПЗ на безмодельной основе, получены в [10]. Для монополярного варианта бездиффузионной теории ТОПЗ выведены дифференциальные соотношения, связывающие плотность объемного заряда ( $\rho_a$ ) и концентрацию свободных носителей заряда на аноде ( $n_a$ ) с напряжением ( $U$ ) и плотностью тока ( $j$ ) в структуре:

$$n_a = \frac{L}{e\mu} \frac{d(1/j)}{d(U/j^2)}, \quad (1)$$

$$\rho_a = \frac{L^2}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{d}{d(1/j)} \frac{d(U/j^2)}{d(1/j)}. \quad (2)$$

где  $L$  - толщина образца,  $e$  - заряд электрона,  $\mu$  - подвижность носителей в образце,  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость вещества,  $\epsilon_0$  - диэлектрическая постоянная. В отличие от ранее развитых интегральных модельных методик, методика, предложенная в [10], является дифференциальной безмодельной, что позволяет получать наиболее полную и достоверную информацию о глубине залегания ловушек, их концентрации, распределении по энергиям. Вместе с тем, выражения (1), (2) для реконструкции распределения ловушек по энергиям непосредственно из экспериментальных ВАХ использованы быть не могут, т.к. для этого требуется определить три производные в каждой точке зависимости тока от напряжения. Это невозможно осуществить с

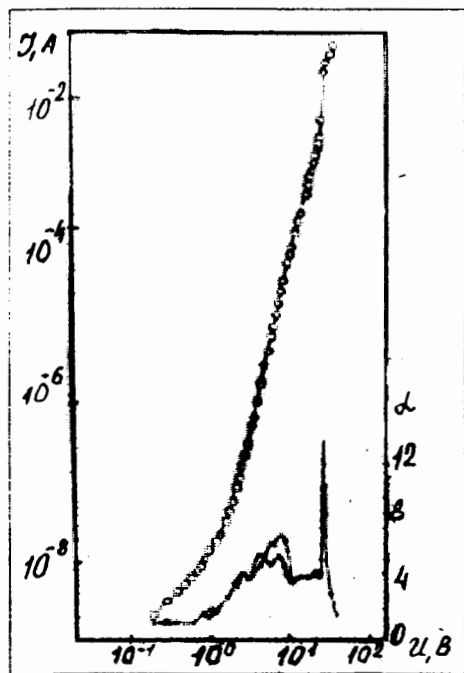
необходимой точностью из-за нарастания погрешностей при численном дифференцировании. В дальнейшем, в работах [11-14] были предложены модификации дифференциального метода, не требующие использования производных высоких порядков. При этом информация о глубине залегания и концентрации ловушек была получена по положению экстремумов на зависимостях  $\alpha \cdot \lg U$  [9],  $(dp/dE_f) \cdot E_f$  [11], точек перегиба на зависимостях  $1/(\alpha-1) \cdot E_f$  [12], либо иным способом [13-14]. Здесь  $E_f$  - энергия квазиуровня Ферми,  $\alpha = d(\ln j)/d(\ln U)$ .

Несмотря на то, что выражения (1) и (2), выведенные в [9], позволяют получать корректную информацию о параметрах ловушечных центров в полупроводниковых материалах, для исследования реальных объектов дифференциальный метод практически не используется. Остается неясным, как соотносятся между собой варианты данного метода, предложенные в работах [9,11-14].

Целью данной работы являлось исследование глубоких ловушечных центров в полупроводниковых тонких пленках с применением безмодельного дифференциального метода, а также сопоставление результатов, полученных с использованием различных его модификаций.

Метод реализован для спектроскопии глубоких центров в поликристаллических слоях CdTe р-типа толщиной 5-50 мкм, выращенных в квазизамкнутом объеме на токопроводящих подложках в условиях близких к термодинамически равновесным.

Исследованные пленки имели однофазную столбчатую структуру типа сфалерит с ярко выраженной текстурой [111] и размером зерна 3-40 мкм [15]. Удельное электросопротивление пленок составляло  $5 \times 10^9 - 10^{11}$  Ом·см. В качестве инжектирующих контактов использовались пленочные электроды из Au и Ag, полученные путем конденсации в вакууме с последующим отжигом. Исследование темновых ВАХ слоев CdTe осуществлялось с помощью высокоточной цифровой аппаратуры в структурах типа сэндвич в вакууме.



Дифференциальная обработка экспериментальных кривых производилась с использованием специально разработанных программ. Это позволило нам выявить тонкую структуру ВАХ, зафиксировать их особые точки, разграничить режимы инжекции, повысить достоверность и чувствительность метода при обнаружении ловушечных центров с низкой концентрацией, заполнение которых инжектированными носителями слабо воздействует на вид ВАХ.

Рис. 1а  
ВАХ и зависимость  $\alpha$  от  $U$  для сэндвич структуры проводящая подложка CdTe.

На рис. 1а представлена типичная для исследованных образцов ВАХ в двойном логарифмическом масштабе и зависимость ее показателей степени ( $\alpha = d(\lg j) / d(\lg U)$ ) от напряжения. Как видно из рис., на ВАХ пленки CdTe наблюдается ряд характерных для режима ТОПЗ участков: омический, квадратичный, степенной зависимости тока от напряжения. Особенности ВАХ ярко проявляются на кривой  $\alpha \cdot \lg U$ . В соответствии с [9], экстремальные точки на зависимостях  $\alpha \cdot \lg U$  были использованы нами в качестве отправных для разграничения сопутствующих и конкурирующих с ТОПЗ механизмов зарядопереноса (ДИ, БЭ, ПИ), детализации режимов инжекции. Показано, что все скачки тока на ВАХ, за исключением первого, обусловлены заполнением глубоких ловушек. Последующий расчет концентрации  $N_t$  и глубины залегания  $E_t$  ловушечных уровней в 3З полупроводникового материала, а также реконструкция реального профиля распределения ловушек по энергиям выполнены на основе безмодельных представлений с использованием нескольких модификаций дифференциальной методики обработки экспериментальных ВАХ [11-14]. Производился также расчет параметров глубоких ловушек на модельной основе с использованием представлений, развитых в [9].

Результаты исследований представлены на рис. 1б, а также в таблице. Анализ расчетных данных показал, что значения глубины залегания уровней в 3З CdTe ( $E_t$ ), полученные с использованием различных методик, совпадают с точностью до  $\sim kT$ , а значения концентрации ловушечных уровней  $N_t$  - по порядку величины.

Таблица

Параметры ловушечных центров в пленке CdTe, рассчитанные с использованием нескольких модификаций безмодельного дифференциального метода

№ измерения	Прибл. метод Manfredotti [10]		Метод Nespurek [11]		Метод измерения Зюганова [14]	
	$E_t$ , эВ	$N_t$ , см <sup>-3</sup>	$E_t$ , эВ	$N_t$ , см <sup>-3</sup>	$E_t$ , эВ	$N_t$ , см <sup>-3</sup>
1-е измерение	-	-	0,70	$8,6 \times 10^{11}$	-	-
	0,63	$2,1 \times 10^{13}$	0,63	$4,4 \times 10^{12}$	0,66	$2,1 \times 10^{12}$
	0,57	$4,2 \times 10^{13}$	0,58	$7,4 \times 10^{12}$	0,57	$2,6 \times 10^{13}$
Распределение ловушек в интервале (0,53 - 0,46) эВ						
2-е измерение	0,68	$6,0 \times 10^{12}$	0,68	$9,8 \times 10^{11}$	-	-
	-	-	-	-	0,66	$2,1 \times 10^{12}$
	0,62	$2,2 \times 10^{13}$	0,63	$4,3 \times 10^{12}$	0,62	$3,4 \times 10^{13}$
	0,55	$4,0 \times 10^{13}$	0,56	$8,2 \times 10^{12}$	0,56	$2,6 \times 10^{13}$
	0,4	$2,4 \times 10^{14}$	0,40	$4,3 \times 10^{13}$	-	-
Распределение ловушек в интервале (0,53 - 0,46) эВ						

Покажем, что такое совпадение обусловлено изначальными предпосылками, заложенными в основу различных модификаций дифференциального метода.

Во всех работах [9, 11-14] для определения плотности объемного заряда в образце и концентрации свободных носителей на аноде используются дифференциальные соотношения, выведенные в [10] либо в форме (1), (2), либо преобразованные к виду:

$$n_a = \frac{JL}{e_1 U_2 - \gamma}, \quad (3)$$

$$\frac{pa}{e} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 U}{eT^2} [\delta + (2-\gamma)(1-\gamma)], \quad (4)$$

где  $\gamma = \frac{1}{\alpha} = \frac{d(\ln U_0)}{d(\ln J)}$ ;  $\delta = \frac{d^2(\ln U)}{d(\ln J)^2}$ ;  $\varepsilon = \frac{d^3(\ln U)}{d(\ln J)^3}$ .

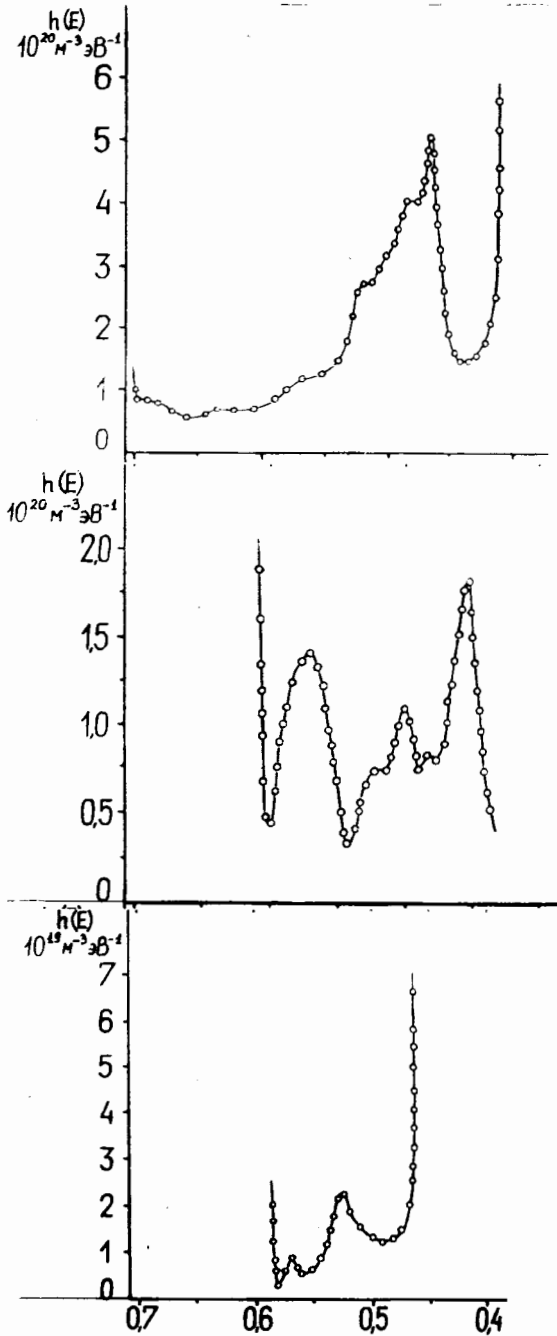


Рис. 16. Распределение ловушечных центров по энергиям в запрещенной зоне CdTe (пленки получены в различных условиях конденсации).

Спецификой каждой работы является способ устранения производных высоких порядков при определении параметров глубоких ловушек. Точное выражение для реконструкции распределения ловушек по энергиям согласно [14] может быть записано в такой форме:

$$\frac{kT}{e} \frac{d\rho_a}{d \ln(n_a)} = \left[ \frac{(2\gamma-3)\delta + \xi}{(2-\gamma)(1-\gamma) + \delta} + \gamma \right] (2-\gamma) \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{eL^2} U. \quad (5)$$

Если пренебречь третьей производной  $\xi$  в данном выражении, ошибка в определении концентрации ловушек составит  $\sim 0,5\%$ , а в определении энергии залегания составит  $\sim 0,2$  кТ или  $\sim 0,005$  эВ при комнатной температуре. Это очень высокая точность: вполне пригодная для экспериментальных исследований.

В точках экстремума первой производной ВАХ ( $\gamma_{ext}$ ) вторая производная  $\delta$  обращается в нуль, в результате чего соотношения (3), (4) упрощаются и становятся аналогичными, используемыми в [9]. В этом случае для получения информации о параметрах глубоких центров необходимо произвести вычисление только первой производной ВАХ в билогарифмических координатах, что можно осуществить с достаточной точностью. Последующий расчет параметров энергетического спектра ловушек производится с использованием значений токов и напряжений в экстремальной точке ВАХ. Следует отметить, что при этом авторами [9] утеряно основное достоинство метода - его безмодельность. Легко показать, что упрощенные выражения, предложенные в [10] для реконструкции энергетических распределений ловушек, также можно получить из (4), (5) при условии  $\alpha \rightarrow \infty$ . То есть, в области скачка тока методики, развитые в работах [10] и [14], дают одинаковые результаты. И, наконец, в соответствии с [11] выражение (5) может быть представлено в виде:

$$h(E) = \frac{d\rho_a}{dE_f} = \frac{1}{kT} \frac{d\rho_a}{d \ln(n_a)} = \frac{1}{kT} \frac{\varepsilon\varepsilon_0 U}{eL^2} \frac{2\alpha-1}{\alpha^2} (1+C); \quad (6)$$

где  $h(E)$  - концентрация ловушечных центров с энергией  $E$ ,  $C = (2-3\alpha)V + d \ln(1+B) / d \ln U$ , а  $B = -[d\alpha / d \ln U] / [\alpha(2\alpha-1)(\alpha-1)]$ . Пренебрегая слагаемым, содержащим вторую и третью производную, окончательно можно получить соотношение для  $h(E)$  в форме, используемой для экспериментальной обработки ВАХ:

$$h(E) = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 k_1 k_2}{2eL^2 kT} \frac{U}{\alpha^{-1}}, \quad (7)$$

где коэффициенты  $k_1$  и  $k_2$  в работе [11] приняты равными единице, а реально в первом приближении определяются соотношениями:

$$k_1 = (2\alpha-1)/\alpha, \quad k_2 = [(\alpha-1)/\alpha] (1+B).$$

Метод, развитый в [11], также приводит к погрешности  $\sim 30\%$  при определении концентрации ловушек.

В результате сопоставительного анализа и обобщения основных положений современных теоретических и экспериментальных работ по инжекционно-контактным явлениям в полупроводниках [1-14] нами развит высокоинформативный и экспрессный метод инжекционной спектроскопии глубоких центров в тонкопленочных полупроводниковых материалах, позволяющий получать корректную информацию о параметрах глубоких ловушек непосредственно из экспериментальной

**ВАХ** без каких либо дополнительных исследований. Использование при обработке **ВАХ** нескольких модификаций безмодельной методики определения параметров глубоких центров позволило повысить достоверность полученных результатов.

#### **SUMMARY**

*As a result of the comparative analysis and the generalization from the basic principles of the modern theoretical and experimental works on the injection-contact phenomena in semiconductors, the high-informative and express method of injection spectroscopy of the deep centers in the semisolating thin films has been developed. By using the experimental current voltage characteristic this method allows to identify unambiguously the mechanism of charge transfer in structure and also to reconstruct on an unmodel base the energy distribution of traps in the sample in the case of realizing the regime of an unlimited monopolar injection from the contact.*

#### **СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. М.Ламперт, П.Марк. Инжекционные точки в твердых телах. М.: Мир, 1973, -416 с.
2. К.Као, В. Хуанг. Перенос электронов в твердых телах. М.: Мир, 1984, Т.1-2, -352 с.
3. M.A. Lampert. Simplified Theory of Space-Charge-Limited Current in an Insulator with Traps. - Phys Rev., 1956, V.103, p.1648-1655.
4. A.Rose. Space-Charge-Limited Currents in Solids.-Phys Rev, 1955, V.97, p.1538-1544.
5. P.Mark., W. Helfrich. Spase-Charge-Limited Current in Organic Crystais. - J.Appl.Phys., 1962, V.33, N1, p.205-215.
6. J.Sworakovski, K.Pigon. Trap Distribution and Spase-Charge-Limited Current in Organic Crystals Anthracene - J.Phys.Chem.Solids, 1969, V. 30, N 3, p. 419-496.
7. A.Nespurek, P.Semejtek. Spase-Charge-Limited Currents in Insulators with the Gaussian Distribution of Traps.-Czech. J.Phys, 1972, V.B22, p.160-175.
8. J.S.Bonham. SCLC Theory for a Gaussian Trap Distribution. - Aust. J. Chem. 1973, V.26, p.927-939.
9. Зюганов А.И., Свечников С.В. Инжекционно-контактные явления в полупроводниках. - Киев: Нукова: думка, 1981. - 256 с.
10. J.C.Pfister. Note on the Interpretation of Space-Charge Limited Currents with Traps. - Phys. Stat. Sol.(a), 1974, V.24, N1, p. K15-K17.
11. C.Manfredotti, C.De Blasi, S.Galassini at al. Analysis of SCLC Curves by a New Direct Method. - Phys. State. Sol(a), 1976, V.36, N2, p.569-577.
12. S.Nespurek, J.Sworakowski. A Differential Method of Analysis of Steady State Space-Charge-Limited Current-Voltage Characteristics.-Phys. Stat. Sol(a), 1977, V.41. N2, p.619-627.
13. Ch.Schnittler. A Simplified Approach to the SCLC Characteristic of Homogeneous Solids with Traps Distributed in Energy.-Phys. Stat. Sol(a), 1978, V.48, N2, p. 357-368.
14. F.Stockmann. An Exact Evaluation of Steady-State Space-Charge-Limited Currents for Arbitrary Trap Distributions. - Phys. Stat. Sol(a), 1981, V.64, N2, p. 475-483.
15. Войко Б.Т., Копач Г.И., Опанасюк А.С.и др. Кристаллическая и энергетическая структура пленок CdTe для фотоэлектрических преобразователей.Болгарский физический журнал, 1984, Т.11, N 2, с. 200-208.

*Поступила в редколлегию 8 февраля 1994 г.*

## **ОПТИМАЛЬНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ КОНСТРУКЦИЙ ИЗ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ И ОЦЕНКА ИХ НАДЕЖНОСТИ**

**Шановалов С.П.**

Повышенный спрос на композитные материалы (КМ) со стороны авиационной, строительной, автомобильной и других отраслей промышленности стимулирует разработки новых материалов, обеспечивающих надежность конструкций и изделий в процессе эксплуатации. В связи с одновременным, в большинстве случаев, созданием изделия и самого КМ, основным объектом исследований является композитный материал. При проектировании новых КМ возникает следующая задача: путем выбора состава и структуры