

УДК 621.315.292

З.Д. Ковалюк, В.П. Махній¹, О.І. Янчук

Фотоелектричні властивості гетеропереходів $\text{In}_2\text{O}_3\text{-InSe}$

Чернівецьке відділення інституту проблем матеріалознавства НАНУ,

вул. І.Вільде 5, Чернівці, 58001 Україна

тел: (03722) 2-00-50, E-mail: chimsp@unicom.cv.ua

¹Чернівецький національний університет ім. Ю.Федьковича,

вул. Коцюбинського 2, Чернівці, 58012 Україна

Досліджено основні фотоелектричні властивості анізотропних гетеропереходів, отриманих термічним окисненням монокристалічних підкладінок. Залежності напруги холостого ходу та струму короткого замикання від рівня освітленості пояснюються у рамках теорії лінійної генерації фотоносіїв з врахуванням фотопровідності високоомної бази діодної структури. Фотострум зумовлений генерацією нерівноважних носіїв під дією опромінення в області просторового заряду гетеропереходу через локальні глибокі центри.

Ключові слова: шаруватий напівпровідник, гетероперехід, напруга холостого ходу, струм короткого замикання.

Стаття постуила до редакції 19.05.2003; прийнята до друку 11.06.2003.

Анізотропія фізичних параметрів шаруватих III-VI сполук зумовлює низку важливих для практики явищ, зокрема, фотоплекроїзму, коефіцієнт якого може досягати 90% [1]. Цей ефект на моноселенідах галію та індію вивчався як на однорідних матеріалах [2], так і на структурах з випрямляючим бар'єром [3] з метою їх використання як фотоелектричних аналізаторів плоскополяризованого випромінювання. Бар'єрні детектори мають певні переваги перед фоторезистивними, до найважливіших з яких слід віднести: використання довільних за величиною провідності підкладінок, а не обов'язково високоомних; підвищення швидкодії за рахунок бар'єрного поля; можливість експлуатації без зовнішнього джерела напруги тощо [4]. При цьому на перший план виступають проблеми, що пов'язані з пошуком технологій створення діодних структур, фоточутливих у широкому спектральному діапазоні. Один з перспективних шляхів вирішення даної задачі – виготовлення гетеропереходу (ГП) провідний широкозонний оксид-шаруватий напівпровідник. У випадку моноселеніду індію подібні структури легко створити шляхом термічного окиснення підкладок [5]. Однак, вивчення основних фізичних властивостей цих гетеропереходів, перспективних з точки зору використання як фотоплекроїчних детекторів, обмежене невеликим числом робіт [3,5]. Нижче наведено результати досліджень, які спрямовані на встановлення механізмів формування фотоструму у гетеропереходах $\text{In}_2\text{O}_3\text{-InSe}$.

Монокристали $p\text{-InSe}\langle\text{Cd}\rangle$ вирощувались

методом Бріджмена. Шляхом сколювання на повітрі з них легко одержуються плоскопаралельні пластинки з досконалими дзеркальними поверхнями. На одній стороні такої підкладінки створювався омичний контакт, а на протилежній – випрямляючий, яким служила плівка природного оксиду. Технологія виготовлення гетеропереходів $\text{In}_2\text{O}_3\text{-InSe}$ детально описана в роботах [3,5]. Відмітимо, що структури мають діодні характеристики і генерують фотоерс при освітленні ГП зі сторони оксидного шару. В області прямих напруг $V > 1,5$ В. темнові вольтамперні характеристики підпорядковуються лінійній залежності типу

$$V = V_i + R_0 \cdot I, \quad (1)$$

де V_i – струмова напруга відсічки, яка у першому наближенні дорівнює висоті потенціального бар'єра $\varphi_0 = eV_i \approx 0,8 \div 0,9$ еВ. Залишковий опір R_0 при 300 К знаходиться у межах $10^4\text{-}10^5$ Ом, зменшуючись з ростом температури. Залежність $R_0(T)$ у координатах $\ln R_0 - 10^3/T$ апроксимується прямою, енергетичний нахил якої рівний 0,45 еВ і узгоджується з глибиною залягання акцепторних рівнів у кристалах InSe , легованих Cd [6]. Зауважимо, що повздовжній опір шару на декілька порядків менший ніж дослідна величина R_0 . Наведені результати дозволяють стверджувати, що послідовний опір гетероструктури визначається головним чином опором підкладінки, а на межі поділу ГП відсутній високоомний шар будь-якого походження. Вимірювання електричних і фотоелектричних характеристик об'єктів досліджень проведено з використанням загальновідомих

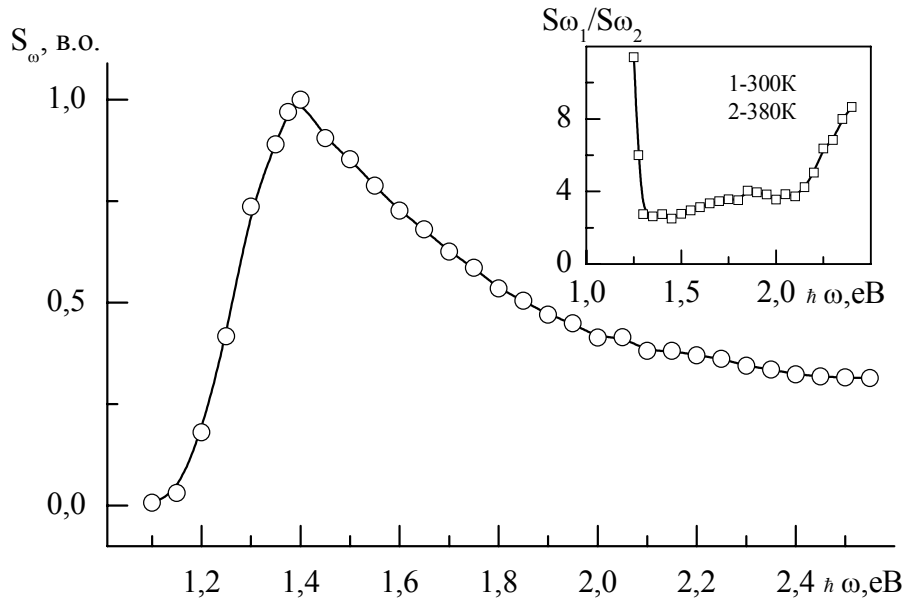


Рис. 1. Спектри фоточутливості ГП при 300 К. На врізці відношення спектрів, виміряних при різних температурах

методик, а ГП при цьому освітлювався зі сторони оксиду.

Типовий спектр фоточутливості структур In_2O_3 - p - InSe при 300 К зображено на рис. 1. Відмінність положення максимуму $\hbar\omega_m \cong 1,4$ еВ на кривій S_ω від величини $E_g = 1,2$ еВ моноселеніду індію викликана сукупною дією різних факторів і детально обговорюється у роботі [7]. Досить висока чутливість ГП при $\hbar\omega > E_g$ зумовлена низькою швидкістю поверхневої рекомбінації на межі поділу контактуючих матеріалів, що є наслідком декількох основних причин. Перша з них полягає у завершеності поверхневих зв'язків шаруватих

кристалів та низькою адсорбційною здатністю самої поверхні [8]. Друга причина пов'язана з тим, що утворення оксиду відбувається за рахунок окиснення основних атомів In кристалічної ґратки матеріалу. У результаті цього межа поділу ГП локалізується не на самій поверхні підкладки, а на певній глибині. Це призводить до зменшення впливу поверхневих рівнів, особливо при великих $\hbar\omega$, коли довжина поглинання фотонів α_ω^{-1} стає малою внаслідок великих коефіцієнтів поглинання α_ω в області міжзонних переходів. Спектральний розподіл чутливості ідеальної діодної структури описується відомим виразом [9].

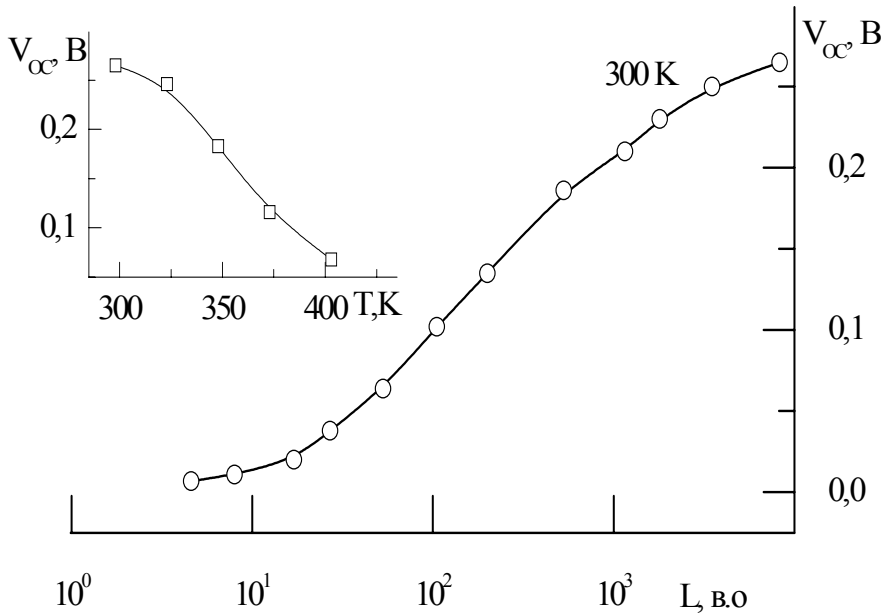


Рис. 2. Залежність напруги холостого ходу від рівня освітленості. На врізці – температурна залежність V_{oc} .

$$S_{\omega} = \text{const} \cdot \eta / \hbar\omega \quad (2)$$

де η – квантовий вихід фотоефекту. При зміні енергії у два рази ($\hbar\omega/\hbar\omega_m=2,8/1,4$) фоточутливість змінюється не більше ніж у три рази, рис. 1. Це зумовлено залежністю η від ω , яка у свою чергу викликана зростанням ймовірності поверхневої рекомбінації із збільшенням енергії фотонів. Частка поверхневих втрат повинна також зростати при підвищенні T внаслідок зменшення дифузійних довжин нерівноважних носіїв заряду. Зрозуміло, що цей ефект має бути більш суттєвим для високоенергетичних фотонів, що підтверджується експериментально, врізка на рис. 1. Підвищення температури, як і слід було очікувати, приводить до зміщення максимуму кривих у низкоенергетичну область, а значення $d(\hbar\omega_m)/dT$ корелює з величиною температурного коефіцієнта зміни E_g моноселеніду індію [10].

Напруга холостого ходу V_{OC} , як того і вимагає теорія для випадку лінійної генерації [9], при великих рівнях освітленості L прямує до насичення, мал.2. При низьких L залежність $V_{OC}(L)$ відрізняється від очікуваної лінійної, що можна пояснити слідуєчим чином. По-перше, генерація фотоносіїв може проходити не тільки в області просторового заряду, а й у високоомній базі ГП, яка має помітну фотопровідність. Внаслідок цього послідовний опір структури є функцією рівня освітленості, що підтверджується експериментально для досліджуваних зразків. По-друге, у режимі холостого ходу фотоносії (у даному випадку дірки) можуть акумулюватись у квазінейтральній області бази ГП. Якщо при цьому їх концентрація більша за рівноважну, то буде проходити зміщення рівня Фермі до краю валентної зони. Це приведе до збільшення висоти та товщини потенціального бар'єра, а у кінцевому результаті і до аномальної залежності $V_{OC}(L)$. Зауважимо, що подібний ефект спостерігався на багатьох ГП, у яких є достатньо протяжні високоомні області [11], а також на звичайних структурах в умовах інтенсивного лазерного збудження [9].

Залежність струму короткого замикання I_{SC} від L діодних структур в умовах лінійної генерації повинна змінюватись за лінійним законом [9]. Однак для досліджуваних ГП характеристики $I_{SC}(L)$ більш складні і в загальному можуть бути описані виразом

$$I_{SC} \sim L^m, \quad (3)$$

де m – приймає різні значення у залежності від T та рівня освітленості L . При 300 К показник степеня дорівнює 1 при низьких L , а при високих $m \approx 0,5$. Останнє зумовлено тим, що потенціальний бар'єр при цих рівнях практично скомпенсований, і

підкладинка являє собою фоторезистор у якому реалізується режим високого рівня збудження. В області низьких L спостерігається надзвичайно сильна залежність $I_{SC}(L)$, особливо при високих T , коли m може досягати 4. Однією з можливих причин цього може бути те, що при високих T різко зменшується висота потенціального бар'єра. Побічним свідченням цього є температурна залежність V_{OC} (врізка на рис. 2), яка адекватна залежності $\phi_0(T)$. При низьких L і високих T відносна зміна напруги холостого ходу за рахунок акумуляції дірок більша, ніж при кімнатній температурі, коли ϕ_0 велика. Це приводить до більш сильнішої, ніж лінійна, залежності струму короткого замикання від рівня освітленості.

Для встановлення механізму формування фотоелектричних характеристик гетеропереходу $\text{In}_2\text{O}_3-p\text{-InSe}$ проведемо аналіз залежностей $I_{SC}(V_{OC})$, які згідно теорії [9] повинні описуватись виразом

$$I_{SC} = I_{SC}^0 [\exp(eV_{OC}/nkT) - 1], \quad (4)$$

де n – коефіцієнт ідеальності світлової вольтамперної характеристики (ВАХ), що визначається механізмом струмопереносу. Експериментальні точки при $eV \geq 3kT$ непогано лягають на прямі, енергетичний нахил яких складає $e/2kT$. Рівність $n=2$ означає, що світловий струм зумовлений генерацією носіїв в області просторового заряду ГП через одиничні глибокі центри, якими можуть бути згадані раніше акцепторні рівні з енергією активації 0,45-0,5 еВ [6]. У цьому випадку температурна залежність струму відсічки I_{SC}^0 визначається шириною забороненої зони матеріалу, у якому локалізований об'ємний заряд, тобто

$$I_{SC}^0 \sim \exp(-E_g/2kT) \quad (5)$$

Експериментальна залежність $I_{SC}^0(T)$ описується виразом (5), а енергетичний нахил прямої складає $\sim 1,2$ еВ, що не суперечить величині E_g селеніду індію.

Ковалюк З.Д. – доктор фізико-математичних наук, професор, керівник Чернівецького відділення інституту проблем матеріалознавства НАН України;
Махній В.П. – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри оптоелектроніки;
Янчук О.І. – м.н.с. Чернівецького відділення інституту проблем матеріалознавства НАН України, н.с. кафедри фізики твердого тіла.

- [1] В.М. Катеринчук, М.З. Ковалюк. Фотоплекроїзм діодних структур оксид-InSe. // Письма в ЖТФ., 23(10), сс.1-3 (1997).
 [2] В.М. Катеринчук, З.Д. Ковалюк, Т.В. Беца. Залежність спектрів фотовідгуку анізотропних кристалів InSe від їх кристаліграфічної орієнтації та стану поверхні // Науковий Вісник ЧНУ. Фізика. Електроніка, 79, с.83-85 (2000).

- [3] Z.D.Kovaluk, V.N.Katerinchuk, T.V.Betsa. Photoresponse spectral investigations for anisotropic semiconductor InSe // *Optical Materials*, **17**, pp.279-281 (2001).
- [4] В.Є. Баранюк, Я.М. Барасюк, М.В. Демич, В.П. Махній, О.В. Махній, В.В. Мельник., Б.М. Собіщанський Бар'єрні детектори електромагнітного випромінювання на основі широкозонних II-VI сполук // *Науковий Вісник ЧДУ: Фізика. Електроніка*, **63**, сс.24-27 (1999).
- [5] В.Н. Катеринчук, М.З. Ковалюк. Гетеропереходи из InSe, сформированные термическим окислением кристаллической подложки // *Письма в ЖТФ.*, **8**(12), с.70-72 (1992).
- [6] S. Shigetomi, T. Ikari, Y. Koga., S. Shigetomi. Electrical properties of Cd-doped p-InSe // *Phys. Stat. Sol. (a)*, **1**, p.108 (1988).
- [7] З.Д. Ковалюк, В.П. Махній, О.І. Янчук Фотоелектричні властивості гетеропереходів p-GaSe-n-InSe // *Науковий Вісник ЧДУ: Фізика. Електроніка*, **92**, с.65-68 (1999).
- [8] З.Д. Ковалюк. Слоистые полупроводники. В кн.: *Физические основы полупроводникового материаловедения*. Киев: Наукова думка, сс.14-16 (1982).
- [9] А.В. Симашкевич. *Гетероструктуры на основе полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$* , Кишинев, Штиинца, (1980).
- [10] Landolt-Börnstein. *Numerikal Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Ser. Group III: Crystal and Solid State Physics.* –**17**, sv. f [Ed. by O. Madelung. - (Berline. A.: Springer.-562 (1983)].
- [11] В.П. Махній. *Физические процессы в диодных структурах на основе широкозонных полупроводников $A^{II}B^{VI}$* . Дисс..докт.физ.-мат. наук, Черновцы, ЧГУ (1992).

Z.D. Kovalyuk, V.P. Makhniy¹, O.I. Yanchuk

The Photoelectrical Properties of p-GaSe-n-InSe Heterojunction

*Chernivtsi Department of Institute of Materials Sciences Problems National Academy of Sciences of Ukraine,
58001, Iryna Vilde St.5 Chernivtsi, Ukraine*

phone: (03722) 2-00-50 E-mail: chimsp@unicom.cv.ua

¹*Chernivtsi National University by Yuriy Fedkovich, 58012, Kotsyubinsky St. 2, Chernivtsi, Ukraine*

The basic photoelectric characteristics of the anisotropic heterojunctions that were created by a thermal oxidizing of monocrystal substrates was investigated. Influence of a floating voltage and a short-circuit current on a illumination level explains within the framework of the linear generation theory of photocarriers. A photoconduction of high-resistance basis of the diode structure is taking in to account. The photocurrent is caused by generation of nonequilibrium carriers at illumination in the spatial charge area of a heterojunction through local deep centers.