

Электрические характеристики фотодиодов ИТО/HgInTe

© Л.А. Косяченко[¶], И.М. Паренко, О.Ф. Склярчук, И.И. Герман, Sun Weiguo*

Черновицкий национальный университет,
58012 Черновцы, Украина

* Optoelectronics Institute, P.O. Box 030,
471009 Luoyang, Henan, People's Republic of China

(Получена 1 августа 2005 г. Принята к печати 18 октября 2005 г.)

Исследованы фоточувствительные в области 0.5–1.7 мкм фотодиоды, полученные вакуумным магнетронным распылением слоя ИТО ($\text{SnO}_2 + \text{In}_2\text{O}_3$) на поверхность монокристалла $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$. Измеренные электрические характеристики при температурах 265–333 К свидетельствуют о термоэлектронном механизме переноса заряда в исследуемых диодах. Вольт-амперная характеристика и ее температурные изменения находят количественное описание на основе энергетической диаграммы и найденных параметров гетероперехода.

PACS: 73.40.Lq, 73.50.Pz, 85.60.Dn

1. Введение

Полупроводниковое соединение $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ привлекает к себе внимание прежде всего фоточувствительностью в спектральной области, которая соответствует „окну“ максимальной прозрачности в кварцевом оптическом волокне (1.55 мкм). Возможность его практического использования в фотодиодах ИТО/ $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ с высоким выходом фотоэлектрического преобразования была показана в конце 1990-х годов [1,2]. Подобными свойствами обладает также диод с барьером Шоттки $\text{Au}/\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ [3]. В настоящей работе представлены результаты исследования механизма переноса заряда в фотодиодной структуре, ИТО/ $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$, который определяет столь важный параметр прибора, каким является темновой ток.

2. Образцы

Для изготовления диодных структур использовались монокристаллы $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ n -типа проводимости, выращенные методом Бриджмена. Фоточувствительная барьерная структура создавалась методом вакуумного магнетронного напыления слоя ИТО ($\text{SnO}_2 + \text{In}_2\text{O}_3$) на тщательно отполированные и химически обработанные пластины $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$. Омический контакт к подложке создавался вплавлением индия.

На рис. 1 показана энергетическая диаграмма и измеренный спектр фотоэлектрического квантового выхода η гетероперехода ИТО/ $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$. В длинноволновой области чувствительность фотодиода ограничена шириной запрещенной зоны $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ ($E_g = 0.72$ эВ), а в коротковолновой — шириной запрещенной зоны полупрозрачного слоя ИТО ($E_g = 3\text{--}3.3$ эВ в зависимости от соотношения SnO_2 и In_2O_3).

Как видно, спектр чувствительности диода перекрывает весь диапазон длин волн, используемых в кварцевом

волокне ($\lambda = 0.65\text{--}1.6$ мкм), а $\lambda = 1.55$ мкм приходится на область его максимальной чувствительности.

3. Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 2, а представлены вольт-амперные характеристики диода ИТО/ $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ площадью 1.5 мм², измеренные при температурах $T = 265, 299$ и 333 К. Обращает на себя внимание довольно слабое выпрямление, особенно при повышенных температурах. Характерным для всех температур является практически постоянное токи при обратных смещениях, превышающих 0.1–0.2 В, что сразу же позволяет предположить термоэлектронный механизм переноса заряда в исследуемых диодах. Отсутствие ярко выраженных экспоненциальных участков при прямых напряжениях смещения $V \gg kT/q$ (q — заряд электрона, k — постоянная Больцмана) может быть объяснено падением напряжения на последовательно включенном сопротивлении объемной части диода R_s . Величину R_s можно найти из зависимости дифференциального сопротивления диода R_{dif} от V при прямом смещении. Действительно, в области высоких напряжений величина R_{dif} перестает зависеть от напряжения. В этом случае можно считать, что $R_{\text{dif}} = R_s$ (рис. 2, б). При комнатных температурах R_s составляет $3 \cdot 10^3$ Ом, т. е. падение напряжения на нем существенно и его нужно учитывать (при токе $I = 100\text{--}1000$ мкА, например, величина $IR_s = 0.3\text{--}3$ В).

Зависимость термоэлектронного тока от напряжения и температуры в диодном приближении описывается известным выражением [4]

$$I = I_s \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \\ = AA^* T^2 \exp \left(-\frac{\varphi_0 + \Delta\mu}{kT} \right) \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right), \quad (1)$$

[¶] E-mail: lakos@chv.ukrpack.net
Fax: +38(0372)584078

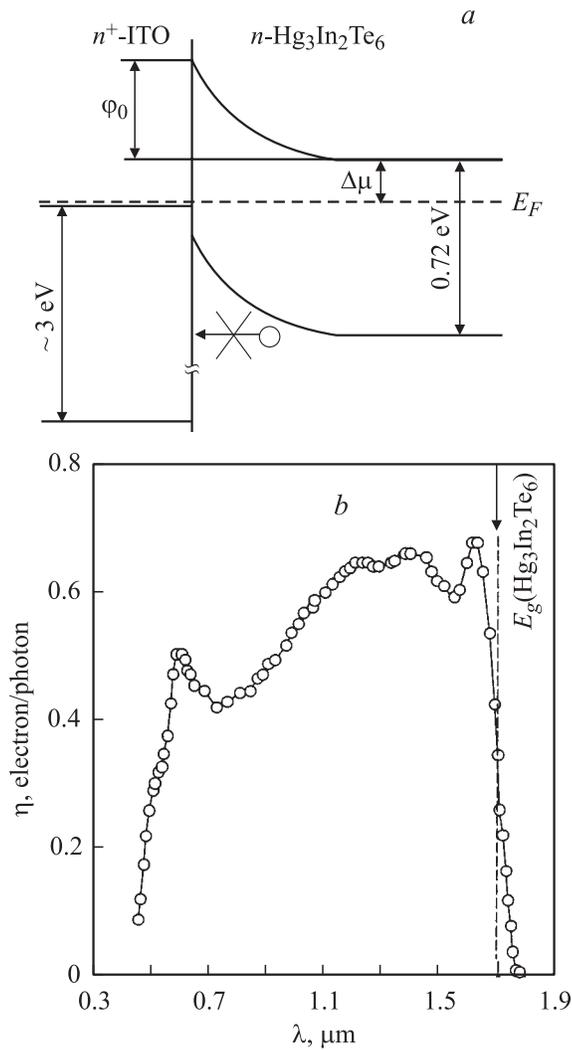


Рис. 1. Энергетическая диаграмма (а) и спектр фоточувствительности (b) гетероперехода ИТО/Hg₃In₂Te₆.

где A — площадь диода,

$$A^* = \frac{2\pi m_n^* k^2}{h^3}, \quad (2)$$

— эффективная постоянная Ричардсона, m_n^* — эффективная масса электронов, ϕ_0 — высота барьера в равновесии со стороны Hg₃In₂Te₆, $\Delta\mu$ — энергетическое расстояние уровня Ферми E_F от дна зоны проводимости в объемной части диода (см. рис. 1). Из формулы (1) следует, что при обратном смещении $|V| \gg kT/q$ температурная зависимость тока I_s , построенная в координатах $\lg(I_s/T^2)$ от $1000/T$, позволяет по наклону прямой определить величину $\phi_0 + \Delta\mu$. Такая зависимость представлена на рис. 3, а величина $\phi_0 + \Delta\mu$ составляет 0.54 эВ. Необходимое для построения энергетической диаграммы диода значение $\Delta\mu$ можно определить из температурной зависимости удельного сопротивления ρ материала, которое в свою очередь легко найти, зная сопротивление R_s , площадь диода (1.5 мм²) и толщину

подложки (0.87 мм). Выражение для ρ можно представить в виде

$$\rho = \frac{1}{q\mu_n n} = \frac{1}{q\mu_n N_c \exp(-\Delta\mu/kT)}, \quad (3)$$

где μ_n — подвижность электронов, n — их концентрация в зоне проводимости. При повышении температуры эффективная плотность состояний в зоне проводимости $N_c = 2(m_n^* kT/2\pi\hbar)^{3/2}$ возрастает пропорционально $T^{3/2}$, а подвижность электронов в Hg₃In₂Te₆ обычно несколько уменьшается [5]. Если к тому же учесть довольно узкий интервал изменения температуры, используемый при измерениях (265–333 К), то, не допуская заметной ошибки, можно принять, что температурная зависимость ρ определяется только экспоненциальным множителем (т.е. наклон прямой в координатах $\lg \rho$ от $1000/T$ дает энергию уровня Ферми $\Delta\mu$). Найденная из результатов, представленных на рис. 3, величина $\Delta\mu$ составляет 0.23 эВ, что согласуется с глубиной залегания донорного уровня (0.25 эВ) в компенсированном Hg₃In₂Te₆ [6].

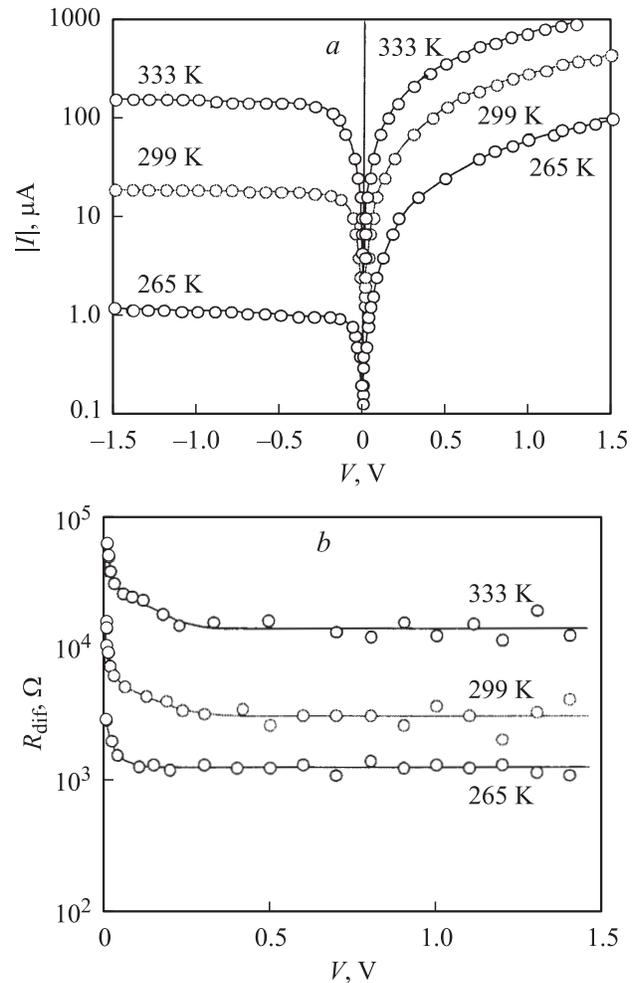


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики $I(V)$ (а) и дифференциальное сопротивление диода $R_{\text{dif}}(V)$ (b) при различных температурах.

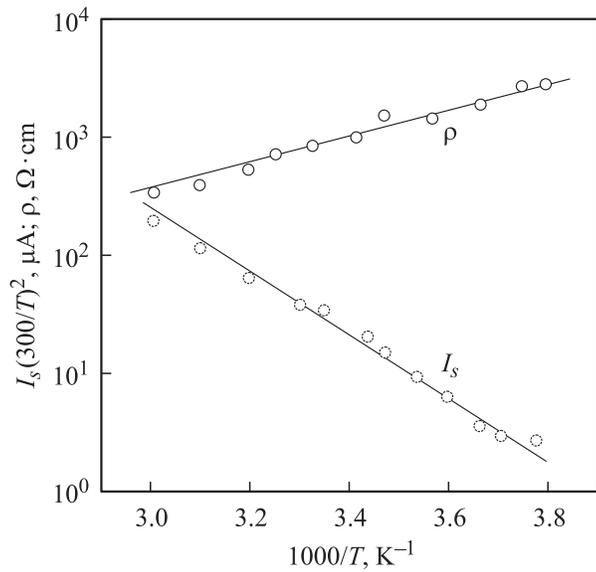


Рис. 3. Температурные зависимости обратного тока I_s через диод при фиксированном напряжении и удельного сопротивления подложки ρ .

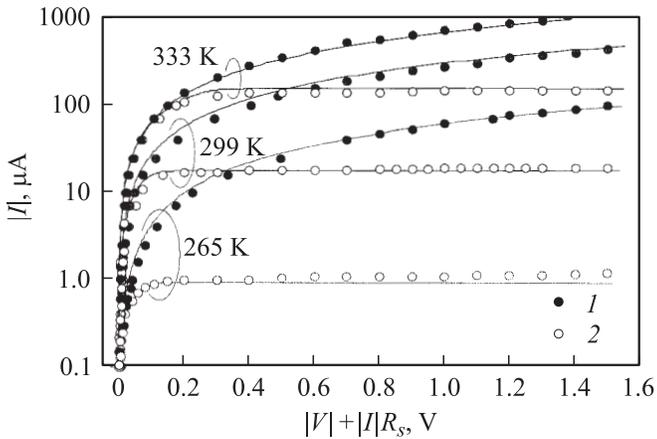


Рис. 4. Сопоставление рассчитанной вольт-амперной характеристики диода ITO/Hg₃In₂Te₆ (сплошные линии) с результатами измерений при трех температурах: 1 — прямой ток, 2 — обратный.

Найденные величины ϕ_0 и $\Delta\mu$ дают возможность построить энергетическую диаграмму гетероперехода ITO/Hg₃In₂Te₆ (рис. 1) и позволяют рассчитать по формуле (1) надбарьерный электронный ток. Результаты такого расчета в сопоставлении с экспериментальными данными представлены на рис. 4. Чтобы учесть влияние падения напряжения на последовательном сопротивлении подложки R_s , вольт-амперные характеристики построены в координатах $|I|$ от $|V| + |I|R_s$. Как видно, формула (1) хорошо описывает измеренные вольт-амперные характеристики диода ITO/Hg₃In₂Te₆. Следует подчеркнуть, что для трех температур расчет произведен при одних и тех же значениях ϕ_0 и $\Delta\mu$. Единственно возможным подгоночным параметром оказалась эффективная

масса электронов m_n^* , входящая в выражение (2) для эффективной постоянной Ричардсона. Для наилучшего согласия результатов расчета с экспериментом m_n^* пришлось положить равной $0.14m_0$ (m_0 — масса электрона в вакууме).

Расхождению полученного значения m_n^* с литературными данными ($m_n^* = 0.45m_0$ [7]) не следует уделять особого внимания, поскольку влияние m_n^* незначительно по сравнению с влиянием величины $\phi_0 + \Delta\mu$, которая фигурирует в формуле (1) в показателе экспоненты.

Механизм надбарьерного прохождения носителей в исследуемых диодах ITO/Hg₃In₂Te₆ отличается от генерационно-рекомбинационного механизма переноса заряда в диодах Au-HgInTe [3]. Это объясняется тем, что уровни с энергией вблизи потолка валентной зоны Hg₃In₂Te₆ оказываются напротив запрещенной зоны широкозонного вырожденного полупроводника ITO. При прямом смещении электрон после рекомбинации в области пространственного заряда не может перейти в ITO (на рис. 1 невозможность такого перехода показана зачеркнутой стрелкой). При обратном смещении образовавшаяся в результате генерации дырка вблизи потолка валентной зоны Hg₃In₂Te₆ не может перейти в ITO по той же причине. В диоде Au-HgInTe высокого барьера для дырок при обратном смещении и для электронов при прямом смещении нет и генерация-рекомбинация в области пространственного заряда может происходить.

Обратный ток в гетеропереходе ITO/Hg₃In₂Te₆ (темновой ток фотодиода) можно существенно уменьшить, увеличивая потенциальный барьер для электронов со стороны ITO (используя высокоомный материал или (и) достигая большего искривления зон у поверхности Hg₃In₂Te₆). В диоде Au-HgInTe обратный ток определяется собственной концентрацией и временем жизни носителей, а от высоты барьера зависит слабо [3]. В этом смысле гетероструктура ITO/Hg₃In₂Te₆ имеет преимущества перед барьером Шоттки Au-HgInTe.

4. Заключение

Исследованы электрические свойства гетероперехода ITO/Hg₃In₂Te₆ со спектром fotocувствительности, перекрывающим окна прозрачности кварцевого оптического волокна, в частности гетероструктура fotocувствительна при $\lambda = 1.55$ мкм. Найдена высота потенциального барьера на контакте со стороны ITO (0.54 эВ) и изгиб зоны у поверхности Hg₃In₂Te₆ (0.31 эВ). Показано, что механизмом переноса заряда, определяющим темновой ток гетероперехода, является надбарьерное прохождение основных носителей (термоэлектронная эмиссия). Темновой ток фотодиода может быть существенно уменьшен при использовании более высокоомного материала или (и) за счет увеличения изгиба зон у поверхности Hg₃In₂Te₆.

Авторы выражают благодарность Е.Н. Косенкову и Е.В. Комарову за участие в изготовлении исследованных диодных структур и С.Ю. Паранчичу за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] А.И. Малик, Г.Г. Грушка, Н.Р. Тевс. ЖТФ, **60**, 146 (1990).
- [2] А.И. Малик, Г.Г. Грушка. ЖТФ, **60**, 188 (1990).
- [3] Л.А. Косяченко, С.Ю. Паранчич, В.Н. Макогоненко, В.М. Склярчук, Е.Ф. Склярчук, И.И. Герман. ЖТФ, **73** (5), 126 (2003).
- [4] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [5] О.Г. Грушка, З.М. Грушка, В.М. Фрасуняк, В.С.Герасименко. ФТП, **33** (12), 1416 (1999).
- [6] Г.Г. Грушка, Н.П. Гавалешко, З.М. Грушка, В.В. Буковой. Неорг. матер., **27** (12), 154 (1991).
- [7] Г.Г. Грушка, З.М. Грушка, Н.П. Гавалешко. УФЖ, **30** (2), 304 (1985).

Редактор Л.В. Шаронова

Electrical characteristics of ITO/HgInTe photodiodes

*L.A. Kosyachenko, I.M. Rarenko, O.F. Sklyarchuk,
I.I. German, Sun Weiguo**

Chernovtsy National University,
58012 Chernovtsy, Ukraine

* Optoelectronics Institute, P.O.Box 030,
471009 Luoyang, Henan, People's Republic of China

Abstract Photosensitive in the 0.5–1.7 μm spectral range, diodes fabricated by vacuum magnetron sputtering of ITO with subsequent deposition on the $\text{Hg}_3\text{In}_2\text{Te}_6$ surface have been studied. The electrical characteristics measured at 265–333 K testify to thermionic transport mechanism in the diodes. The current–voltage characteristics and their temperature evolution are interpreted quantitatively in terms of the energy diagram and the heterojunction parameters obtained experimentally.