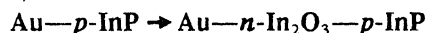


ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР, ПОЛУЧЕННЫХ СТРУКТУРНЫМ ПЕРЕХОДОМ



М. М. Мередов, Г. Г. Ковалевская, Е. В. Руссу, С. В. Слободчиков

Туркменский сельскохозяйственный институт им. М. И. Калинина, 744012, Ашхабад, Туркмения
(Получена 10.12.1991. Принята к печати 19.03.1992)

В результате длительной выдержки на воздухе диодов Шоттки $\text{Au}-p\text{-InP}$ выявлен структурный переход $\text{Au}-p\text{-InP} \rightarrow \text{Au}-n\text{-In}_2\text{O}_3-p\text{-InP}$. Исследования вольт-амперных характеристик этой гетероструктуры показали, что механизм токопрохождения определяется туннелированием носителей тока через ловушечные состояния. Фотоответ гетероструктур аналитически можно представить $I_{\text{фо}} = (h\nu - E_m)^m$, где $E_m = (1.4 \pm 1.6)$ эВ, а $m = 3$ и определяется внутренней фотоэмиссией из $p\text{-InP}$ в $n\text{-In}_2\text{O}_3$.

В ряде опубликованных нами ранее работ [1-3] были изложены результаты разработки и исследования электрических и фотоэлектрических свойств диодных структур металл-полупроводник, полученных нанесением тонкого слоя Au на подложки InP, как n -, так и p -типа проводимости. Эти структуры содержали тонкие промежуточные слои, улучшавшие и электрические, и фотоэлектрические характеристики.

В настоящей работе изложены результаты исследований электрических свойств диодных структур на основе $p\text{-InP}$, выдержанных на воздухе в течение длительного времени (2-3 года). Эти данные показывают кардинальное изменение свойств диодов, связанное со структурным переходом $\text{Au}-p\text{-InP} \rightarrow \text{Au}-n\text{-In}_2\text{O}_3-p\text{-InP}$, и позволяют объяснить природу фотоответа во всем спектральном интервале чувствительности.

1. Эксперимент

Диодные структуры $\text{Au}-p\text{-InP}$ создавались по методике, описанной в [1]. Образцы $p\text{-InP}$ с ориентацией [100] были получены методом Чохральского и имели концентрацию носителей тока $p = 1.1 \cdot 10^{14}$ см⁻³, удельное сопротивление $\rho = 4.5 \cdot 10^2$ Ом·см ($T = 295$ К), их площадь составляла $S = 0.2$ см². Вольт-амперные характеристики свежеприготовленных образцов были нелинейными, но с большими токами утечки, достигавшими десятков миллиампер. Образцы обладали слабой фоточувствительностью.

После выдержки на воздухе в течение 2-3 лет образцы резко изменили свои электрические и фотоэлектрические свойства.

На рис. 1 представлены типичные вольт-амперные характеристики одного из образцов, снятые при $T = 110$ и 295 К. Как видно из рисунка, наклоны прямых ветвей при обеих температурах практически одинаковы. Обратный ток при комнатной температуре слабо изменяется с ростом напряжения, в то время как при $T = 110$ К лишь при низких напряжениях (<2 В) можно говорить о слабом изменении тока. При более высоких смещениях (>2 В) наблюдается экспо-

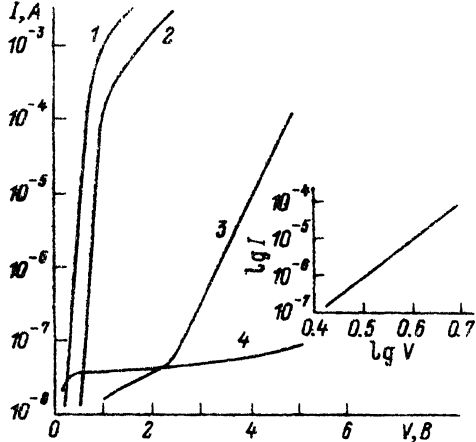


Рис. 1 Прямые (1, 2) и обратные (3, 4) вольт-амперные характеристики выдержанной диодной структуры Au—*p*-InP (структура Au—*n*-In₂O₃—*p*-InP). *T*, К: 1, 4 — 295; 2, 3 — 110. На вставке — $\lg I = f(\lg V)$ для 3.

ненциальный рост обратного тока, причем его величина существенно выше, чем при комнатной температуре.

На рис. 2 представлены спектральные кривые фототовета образца на основе *p*-InP, снятые при тех же температурах, а также даны соответствующие кривые свежеприготовленного и выдержанного образцов Au—*n*-InP, приведенные в [4]. Характерная особенность всех выдержанных образцов — резкий рост фототовета в коротковолновой области спектра.

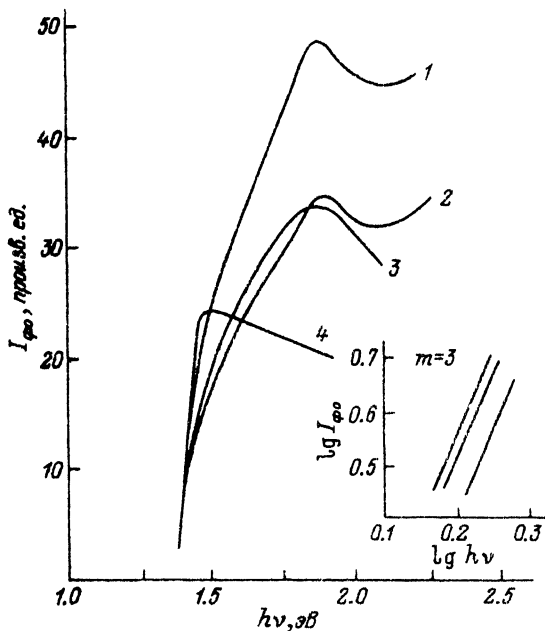


Рис. 2. Спектральная зависимость фоточувствительности диодных структур Au—InP. 1, 2 — выдержанная структура Au—*p*-InP (Au—*n*-In₂O₃—*p*-InP); *T*, К: 1 — 295, 2 — 110; 3 — выдержанная структура Au—*n*-InP (Au—*n*-In₂O₃—*p*-InP) [4]; 4 — свежеприготовленный диод Шоттки Au—*p*-InP [4]. На вставке — спектральные зависимости разных образцов в логарифмических координатах.

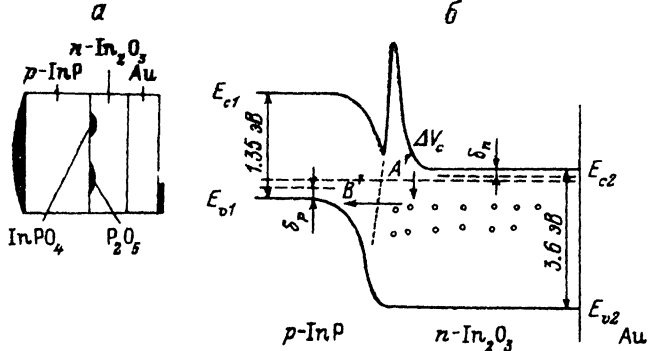


Рис. 3. Технологическая (а) и предполагаемая энергетическая (б) схемы гетероструктуры $p\text{-InP}-n\text{-In}_2\text{O}_3\text{-Au}$.

2. Обсуждение результатов

а) *Механизм образования диодных структур.* Экспериментальные данные, демонстрирующие столь резкое изменение фотоэлектрических свойств и механизма токопрохождения в изученных образцах, приводят к выводу, что в результате длительной выдержки на воздухе обычные диоды Шоттки превращаются в диодные структуры другого типа.

Образование новой диодной структуры естественно связать с созданием активного промежуточного слоя между Au и подложкой. Создание такого слоя является, на наш взгляд, результатом медленного окисления поверхности подложки вследствие диффузии кислорода воздуха либо через тонкий слой Au ($T \sim 150 \text{ \AA}$), либо через возможные микродефекты в нем.

На основе проведенных исследований поверхности фосфида индия и процессов ее окисления [5-7] можно сделать некоторые выводы как о природе промежуточного слоя, так и об образовании новой диодной структуры. По данным [6], на поверхности образуется окисел In_2O_3 , а также во влажной атмосфере могут образовываться фосфаты типа InPO_4 . Согласно [7], поверхностный слой является смесью почти равных объемов In_2O_3 и P_2O_5 . Учитывая совокупность этих данных, можно предложить технологическую схему новой диодной структуры (рис. 3, а), в которой промежуточный слой сформирован в основном из окисла In_2O_3 с малыми вкраплениями P_2O_5 и фосфата типа InPO_4 . Окисел In_2O_3 — полупроводник с предполагаемой шириной запрещенной зоны $E_g = (3.1 \div 3.6) \text{ эВ}$ [8, 9] n -типа проводимости; P_2O_5 — диэлектрик с предполагаемым значением запрещенной зоны $E_g \approx 8 \text{ эВ}$ [9]. Основываясь на этих данных, естественно считать, что новая структура представляет собой гетеропереход $p\text{-InP}-n\text{-In}_2\text{O}_3\text{-Au}$, образовавшийся либо на всей подложке, либо на большей ее части.

Энергетическая схема предполагаемой структуры изображена на рис. 3, б. Если, однако, сопоставить постоянные решетки (5.869 \AA в InP и 10.116 \AA в In_2O_3) и коэффициенты термического расширения ($4.5 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ в InP и $10.2 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ в In_2O_3) с учетом к тому же неодинакового типа кристаллической структуры обоих материалов, то можно заранее считать, что эта структура весьма далека от совершенства, о чем уже отмечалось в [9]. В связи с этим механизм токопрохождения в ней не будет носить инжекционный характер, а должен определяться главным образом влиянием дефектных состояний в тонком слое In_2O_3 и на границе раздела.

б) *Вольт-амперные характеристики.* Вольт-амперные зависимости, представленные на рис. 1, подтверждают вывод о роли ловушечных состояний в переносе тока. Практически одинаковый наклон прямых ветвей при обеих тем-

температуры свидетельствует о туннельном механизме токопрохождения. Аналитически прямая ветвь туннельного тока может быть описана выражением, полученным в [10] при анализе туннелирования через ловушечное состояние в запрещенной зоне анизотипного гетероперехода Ge—GaAs. Воспользуемся этим выражением применительно к нашим структурам:

$$I_t = A \exp [-4 (2m_r^*)^{1/2} q^{1/2} (V_d - K_2 V) / 3\hbar H], \quad (1)$$

где $H = (2qNa_1/\epsilon_1)$, $A = BN_t$, B — постоянная, N_t — концентрация ловушечных центров в запрещенной зоне окисла, m_r^* — приведенная эффективная масса туннелирующего носителя,

$$qV_d = E_{g1} + \Delta V_c - \delta_p - \delta_n, \quad (2)$$

$$K_2 = \left(1 + \frac{N_{d2}\epsilon_2}{N_{a1}\epsilon_1} \right)^{-1}, \quad (3)$$

ϵ_1 и ϵ_2 — диэлектрические проницаемости InP и In_2O_3 соответственно.

Возможный вид туннелирования $A' \rightarrow B'$ (рис. 3, б). Окисел In_2O_3 , так же как и сплав 91% $\text{In}_2\text{O}_3 + 9\%$ SnO_2 (ITO), используемый при создании солнечных элементов на основе InP, обладает высокой проводимостью при комнатной температуре. Используя данные исследования электрических свойств In_2O_3 [8], мы оценили K_2 по (3) с $N_{a1} = 1.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_1 = 11$, $N_{d2} = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_2 = 7$ [11], получив $K_2 \approx 0.57 \cdot 10^{-4}$. Из (1) следует, что

$$K_2 = \frac{3\hbar (2N_{d2})^{1/2} \theta}{4 (2m_r^*)^{1/2} \epsilon_1^{1/2}}, \quad (4)$$

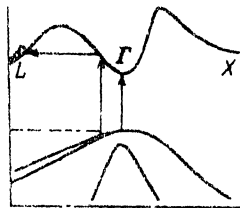
где θ — наклон прямой ветви ВАХ (рис. 1), равный 2.2 В^{-1} . Тогда из (4), используя значение $m_r^* = 0.55 m_0$, равное эффективной массе электрона в In_2O_3 [8], получим $K_2 = 0.53 \cdot 10^{-4}$, что находится в хорошем согласии с рассчитанным выше. Отношение токов $I(T = 295 \text{ К})/I(T = 100 \text{ К}) \approx 10^2$. Это изменение не определяется только температурной зависимостью E_g (с $\beta = 3 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$), но также, согласно (2), и δ_p , и δ_n , а, кроме того, возможно, ΔV_c .

Величина туннельного барьера, как следует из наших фотоэлектрических исследований, находится в интервале $(1.4 \div 1.6) \text{ эВ}$. Тогда для $T = 295 \text{ К}$ $\delta_p = 0.27 \text{ эВ}$, $\delta_n \approx 0.04 \text{ эВ}$ и возможная величина $\Delta V_c \leq 0.6 \text{ эВ}$.

Обратная ветвь при низких температурах, перестроенная в функциональной зависимости $\lg I = f(\lg V)$, дает приблизительно прямую линию (см. вставку на рис. 1) с большим наклоном ≈ 10 . Некоторые образцы имели и более высокие показатели степени. В этом случае ток можно связать с зинеровским туннелированием электронов из валентной зоны InP в зону проводимости In_2O_3 аналогично случаю, рассмотренному в [10]. При этом зависимость обратного тока от напряжения

$$I = B(-V) \exp [-4 (2m_r^*)^{1/2} (E_{g1} + \Delta V_c)^{3/2} / 3qh(V_d - V)^{1/2}] \quad (5)$$

может быть представлена степенной зависимостью с большим показателем. Характерная черта обратных ветвей ВАХ — их своеобразная температурная зависимость. Как видно из рис. 1, обратный ток при 295 К и не слишком малых напряжениях на несколько порядков (в некоторых образцах — до четырех) меньше его значения при $T = 110 \text{ К}$. При $T = 295 \text{ К}$ наблюдается слабое увеличение тока с напряжением и туннелирование отсутствует. В некоторых образцах, однако, наблюдалась также степенная зависимость при этой температуре, но показатель



степени был существенно выше, чем при $T = 110$ К. Можно предположить, что такой температурный ход связан с увеличением токов утечки при комнатной температуре и вследствие этого с недостаточной величиной электрического поля для туннелирования.

в) *Спектральная фоточувствительность.* Переходя к обсуждению специфического хода спектральных кривых фотоответа, отметим, что пришлось, во-первых, исключить возможность лавинного умножения носителей вследствие ударной ионизации в электрическом поле (внешнее напряжение не прикладывается) и, во-вторых, исключить влияние каких-либо возможных эффектов разогрева носителей светом из-за невысокой энергии квантов возбуждающего излучения. С учетом того, что кривые фотоответа имеют некоторое сходство со спектральными кривыми фотоэмиссии из полупроводниковых кристаллов [12], была проверена зависимость

$$I_{\text{фо}} \sim (h\nu - E_m)^m \quad (6)$$

для ряда как анизотипных, так и изотипных гетероструктур (см. вставку на рис. 2). Наклон прямых соответствует $m = 3$, а пороговое значение фотоответа $E_m = (1.4 \div 1.6)$ эВ.

Как известно, фотоэмиссии из металла в полупроводник соответствует квадратичная зависимость фотоответа от энергии квантов. Обнаруженная в нашем случае кубическая зависимость позволяет предположить наличие механизма внутренней фотоэмиссии из полупроводника InP в слой In_2O_3 .

Фотоэмиссия с чистой поверхности InP в вакуум, показывая степенную зависимость фототока с $m = 3$, дает, однако, высокую величину порога $E_m = 5.68$ эВ [13]. Следовательно, в образовавшейся новой диодной структуре (рис. 3, а) резко снижается порог фотоэмиссии из InP в слой $n\text{-In}_2\text{O}_3$. Процесс внутренней фотоэмиссии из полупроводника в диэлектрик изучался в [14], где найдено было относительно уменьшение E_m , хотя и не столь значительное.

Поскольку наши экспериментальные результаты показывают практически одинаковый порог как для $n\text{-InP}$, так и для $p\text{-InP}$, это свидетельствует, что он определяется барьером на границе InP и $n\text{-In}_2\text{O}_3$ (рис. 3, б).

Отмеченный выше более высокий фотоответ на структурах с $p\text{-InP}$, возможно, связан как с разной активной площадью эмиссий в обоих случаях, так и с различным механизмом рассеяния фотонами возбужденных носителей, подходящих к границе раздела.

Характерно, что при изучении внутренней фотоэмиссии на анодированной поверхности InSb, имевшей окисел In_2O_3 [15], было также найдено, что порог составляет 1.6 эВ.

Максимум фотоответа при $h\nu = 1.92$ эВ отражает термализацию электронов, эмиттируемых в вышележащий минимум зоны проводимости (рис. 4); его энергетическое положение, согласно [16], $E_v - E_L = 1.95$ эВ. Ход спектральных кривых соответствует ожидаемому из аналитического выражения для квантового выхода

$$I_{\text{фо}} \sim \frac{A_1 B_1}{1 + 1/\alpha d}$$

Квантовый выход в спектральном интервале (1.45 ÷ 1.90) эВ растет, так как глубина выхода d благодаря низкому порогу фотоэмиссии велика и превышает глубину возбуждения $1/\alpha$; при более высоких энергиях квантов $I_{\text{фо}}$ падает в

структурах с n -InP из-за больших потерь энергии при рассеянии в тонком слое на использованных образцах. В p -InP с малой концентрацией дырок эти потери существенно меньше.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Г. Г. Ковалевская, Е. В. Руссу, С. В. Слободчиков, Г. М. Филаретова. ФТП, 16, 587 (1982).
- [2] Г. Г. Ковалевская, Е. В. Руссу, С. В. Слободчиков, В. Г. Смирнова, В. М. Фетисова, Г. М. Филаретова. ФТП, 18, 600 (1984).
- [3] Г. Г. Ковалевская, С. В. Слободчиков, Г. М. Филаретова. ФТП, 17, 1991 (1983).
- [4] Г. Г. Ковалевская, Е. В. Руссу, С. В. Слободчиков, Г. М. Филаретова. Тез. докл. II Всес. конф. «Физические основы надежности и деградации полупроводниковых приборов», 67. Кишинев (1986).
- [5] D. H. Laughlin, C. M. Wilmsen. Appl. Phys. Lett., 37, 915 (1980).
- [6] K. M. Geib, C. M. Wilmsen. J. Vac. Sci. Techn., 17, 952 (1980).
- [7] J. F. Wager, D. L. Ellsworth, S. M. Goodnick, C. M. Wilmsen. J. Vac. Sci. Techn., 19, 513 (1981).
- [8] R. L. Weiher. J. Appl. Phys., 33, 2834 (1962).
- [9] R. Singh, J. Shewchun. J. Appl. Phys., 49, 4588 (1978).
- [10] A. R. Riben, D. L. Feucht. Sol. St. Electron., 9, 1055 (1966).
- [11] G. G. Roberts, K. P. Pande. J. Phys. D: Appl. Phys., 10, 1323 (1977).
- [12] Ж. Панков. Оптические процессы в полупроводниках, 456. М. (1973).
- [13] G. W. Gobeli, F. G. Allen. Semicond. Semimet., 2, 263. N. Y. (1966).
- [14] R. Williams. Phys. Rev. A, 140, 569 (1965).
- [15] D. L. Lile. Surf. Sci., 34, 337 (1973).
- [16] L. W. James, J. P. Van Dyke, F. Herman. Phys. Rev. B, 1, 3998 (1970).

Редактор Л. В. Шаронова
