

ТОКИ ДВОЙНОЙ ИНЖЕКЦИИ И ФОТОТОК В ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ Pd—p—p⁺—InP

Ковалевская Г. Г., Мередов М. М., Пенцов А. В.,
Руссу Е. В., Салихов Х. М., Слободчиков С. В.

Исследование электрических и фотоэлектрических свойств контакта палладий—фосфид индия представляет значительный интерес в нескольких отношениях. С одной стороны, оценивается его перспективность как элемента конструкции при создании различных приборов и, в частности, полевых транзисторов на основе InP, а с другой — выявляется возможность использования как датчика водорода и водородосодержащих газов, о чем сообщалось в [1, 2].

В настоящем сообщении изложены некоторые результаты исследования электрических и фотоэлектрических характеристик диодной структуры Pd—p—p⁺—InP.

Диодные структуры создавались напылением палладия в вакууме $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. на слой p-InP (100) толщиной ~ 2 мкм с $p=10^{16}$ см⁻³, выращенный методом газовой эпитаксии на подложке p⁺-InP с концентрацией $p^+=1 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и толщиной 400 мкм (рис. 1, а). Толщина слоя Pd ~ 400 —500 Å. Контакты на p⁺-InP создавались нанесением сплава Ag/Zn.

Измерения вольт-амперных характеристик диодных структур проводились по стандартной методике, фототок измерялся при монохроматическом освещении с $\lambda=0.8$ мкм.

На рис. 1, б представлены вольт-амперные характеристики двух образцов этих структур. Их характерная особенность — экспоненциальная зависимость тока от напряжения как в прямой, так и в обратной ветвях:

$$J = J_0 \exp \frac{qV}{nkT}, \quad (1)$$

причем с большими значениями показателя n ($n=8$ и более для других образцов в прямой и 26—260 в обратной ветвях). На рис. 2, а приведены кривые зависимости фототока от приложенного обратного напряжения. Кривые показывают возрастание фототока примерно до 1.5 В с переходом далее в область насыщения. Характерным на кривых является наличие «ступеньки» при напряжениях соответственно 0.5 и 1.2 В.

Переходя к обсуждению этих данных, отметим, что ВАХ, определяемая (1), является характерной для механизма токопрохождения, связанного с двойной инжекцией носителей тока в диффузионном приближении [3]. В этом случае n -ch W/L , где W — длина квазинейтральной области, L — длина диффузионного смещения. При обратном смещении коэффициенты инжекции электронов J_n/J и дырок J_p/J соответственно из p⁺-InP и Pd малы. p-Слой, в который инжектируются носители тока, содержит протяженную область истощения.

Общее возрастание фототока является следствием, с одной стороны, некоторого расширения слоя истощения, а с другой (что существенно) — увеличению времени жизни фотодырок.

Согласно [4], в слоях p-InP, также полученных газовой эпитаксией, найден ряд уровней захвата дырок с энергиями 0.09, 0.22, 0.29, 0.41 и 0.50 эВ, причем концентрации некоторых из них превышали 10^{14} см⁻³.

Таким образом, в зонной схеме структуры (рис. 2, б) имеется спектр уровней захвата E_{i1} — E_{i5} как относительно мелких, так и глубоких, причем естественно ожидать, что влияние их на фототок будет неодинаково. Генерированные светом дырки будут захватываться этими центрами, а число захваченных дырок на уровень E_{i1} будет

$$n_{i1} = \frac{N_{i1}}{1 + 1/g \exp \frac{E_{i1} - E_p}{kT}} = \frac{N_{i1}}{1 + 1/gp \exp \frac{E_p - E_{i1}}{kT}}, \quad (2)$$

где N_{ti} и E_{ti} — соответственно плотность и энергия i -центров захвата; g — статистический вес; $p = p_1 + p_0$; p_1 — средняя концентрация инжектированных дырок, p_0 — концентрация дырок в слое истощения; остальные символы имеют обычное значение.

Из (2) следует, что концентрация захваченных дырок на более глубоких центрах должна быть много больше, чем на более мелких. В условиях эксперимента концентрация n_i на центрах $E_i + 0.5$ эВ по сравнению с центрами $E_i + 0.2$ эВ с $N_i = 10^{13}$ см $^{-3}$, согласно (2), на 4—5 порядков выше. Вклад в фототок неравновесных дырок следует оценивать с учетом неодинакового влияния центров захвата на величину их времени жизни. При нулевом или очень малом обратном смещении квазиуровень F_p занимает относительно высокое положение

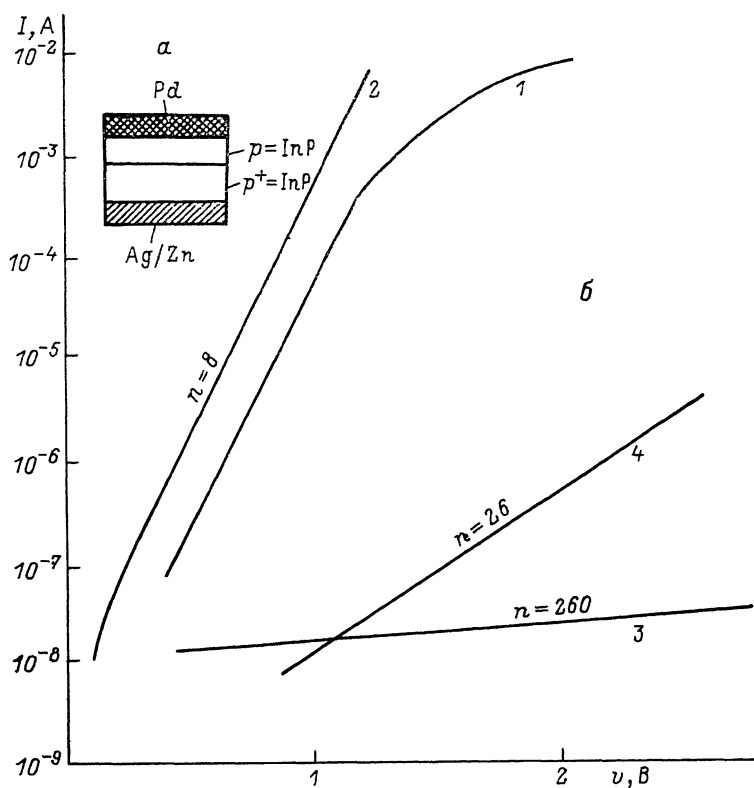


Рис. 1. Технологическая схема (а) и вольт-амперные характеристики двух образцов диодных структур Pd—p—p⁺—InP (б).

Образцы: 1, 3 — 1; 2, 4 — 2; 1, 2 — прямые ветви ВАХ; 3, 4 — обратные ветви ВАХ. n : 1, 2 — 8, 3 — 260, 4 — 2.6.

над краем валентной зоны, и плотность эффективных центров захвата дырок $n_{ti} = \sum_i n_{E_{ti}}$ наибольшая. В результате скорость рекомбинации неравновесных световых носителей велика благодаря высокому темпу захвата фотодырок и последующей рекомбинации их с электронами. Увеличение обратного напряжения сдвигает F_p к краю валентной зоны E_v (рис. 2, б), выключая последовательно активные центры захвата, начиная с наиболее глубоких. Это приводит к возрастанию времени жизни τ_p и, следовательно, фототока i_ϕ . Первая ступенька на кривой $i_\phi = b(V_{обр})$ появляется после пересечения уровнем F_p 0.5, вторая — 0.4 и, возможно, 0.29 эВ. Более мелкие центры менее эффективны как ловушки из-за термического обмена дырок с валентной зоной. Время жизни дырок можно оценить двумя способами. С одной стороны, $\tau_p = GW^2/\mu_p V$, и тогда при $V=1$ В, $\mu_p=150$ см 2 /В·с, $W=2 \cdot 10^{-4}$ см и $G=1$ (не учитывая возможного усиления фототока G при $\tau_p/t_n > 1$, где t_n — время пролета) будем иметь $\tau_p =$

$= 2.6 \cdot 10^{-10}$ с. Далее из (1) следует $n = \text{ch} \frac{W}{L_p}$, а для значений n в обратной ветви ВАХ ($n = 26 - 260$) $L_p \approx 0.3 - 0.5$ мкм, соответственно из $L_p^2 = \frac{\mu_p k T}{q} \tau_p$ получим $\tau_p = (2 - 7) \cdot 10^{-10}$ с. Обе оценки дают практически одинаковые величины τ_p .

Насыщение фототока на кривой $i_\phi = f(V_{\text{обп}})$ связано с достижением максимума коэффициента сбора, связанного с расширением области истощения и с образованием области пространственного заряда на уровнях захвата.

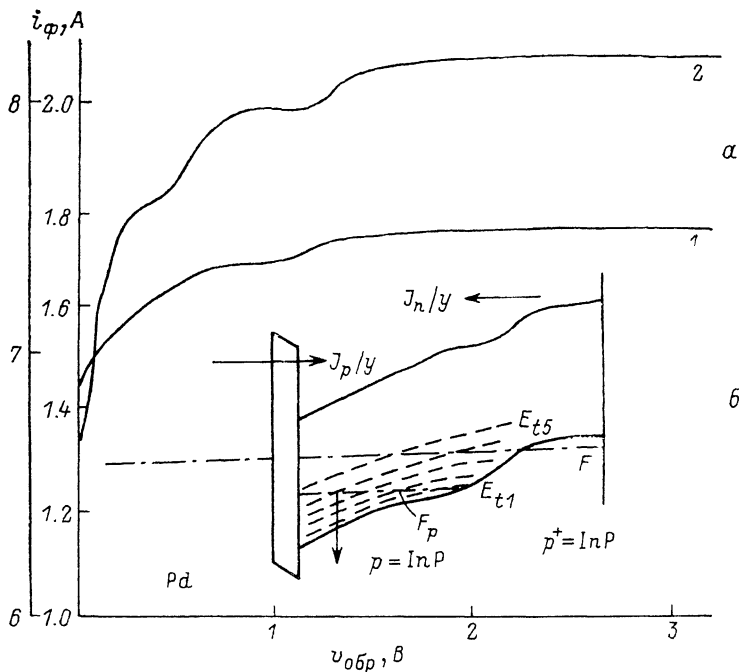


Рис. 2. Зависимость фототока от обратного смещения двух образцов Pd-p-p+-InP (а), зонная схема структуры (б).

В [4] отмечено, что сечения захвата дырок уровнями 0.41 и 0.50 эВ на 2 порядка выше, чем более мелких; это усиливает их влияние на процессы прилипания и рекомбинации световых носителей тока. Полученные результаты выявили механизм токопрохождения и влияние глубоких центров захвата дырок на фототок в диодных структурах Pd-p-p+-InP. Из них следует, что путем изменения технологии и параметров эпитаксиальных слоев InP возможно усиление фототока $G > 1$. Это представляет практический интерес для увеличения чувствительности датчиков водорода и водородосодержащих газов.

Список литературы

- [1] Ковалевская Г. Г., Кратена Л., Мередов М. М., Маринова А. М., Слободчиков С. В. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 12. С. 55-58.
- [2] Ковалевская Г. Г., Маринова А. М., Слободчиков С. В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 11. С. 155-158.
- [3] Адирович Э. И., Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. Токи двойной инжекции в полупроводниках. М., 1978. Гл. 2. 73 с.
- [4] Inuishi M., Wessels B. W. // Electron. Lett. 1981. V. 17. N 19. P. 685-686.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
АН СССР
Ленинград

Получено 30.01.1991
Принято к печати 8.04.1991