

## Токоперенос в диодных структурах Fe-p-InP

© С.В. Слободчиков, Х.М. Салихов, Б.Е. Саморуков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 19 июня 2002 г. Принята к печати 27 июня 2002 г.)

Исследован механизм токопрохождения в диодных структурах Fe-p-InP и его зависимость от освещения и магнитного поля. Показано, что двойная инжекция в дрейфовом приближении в высокоомный  $\pi$ -слой является основным механизмом токопереноса. Обнаружены и обсуждены явления гашения прямого тока светом (отрицательный фотоответ) и резкого роста дифференциального сопротивления в магнитном поле.

Легирование железом  $n$ -InP, как известно, служит основным способом получения полуизолирующих кристаллов, широко используемых в технологии создания транзисторных структур, лазеров, светодиодов, фотодетекторов. Выполнены многочисленные исследования электрических и фотоэлектрических характеристик объемных кристаллов InP(Fe), а также изучены полуизолирующие слои, полученные методом имплантации Fe [1].

В результате проведенных исследований диодных структур Au- $n$ -InP(Fe) выявлен процесс усиления фототока, связанный с образованием статического домена [2]. Однако в процессе исследований диодных структур металл-фосфид индия не изучалась структура с использованием Fe в качестве барьерного контакта. В настоящем сообщении изложены некоторые результаты изучения электрических и фотоэлектрических характеристик структуры Fe-p-InP.

Образцы создавались нанесением Fe методом термического испарения. Для создания структур использовались объемные кристаллы  $p$ -InP с концентрацией дырок  $p_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , полученные методом Чохральского. Как оказалось, нанесение Fe на кристаллы  $n$ -InP не дает барьерного контакта. В качестве исходного материала Fe было взято железо Армко с чистотой не хуже, чем 99,9, подвергнутое очистке методом плавки во взвешенном электромагнитном поле. Температура подложки была  $\approx 200\text{--}230^\circ\text{C}$ . Осаждение осуществлялось в вакууме не хуже  $(3\text{--}5) \cdot 10^{-6}$  Торр. Толщина Fe-слоя составляла  $\approx 0.1$  мкм. Омические контакты создавались осаждением сплава Ag/Zn.

Исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) и влияние на них света и магнитного поля.

На рис. 1 представлены вольт-амперные зависимости (прямая ветвь), снятые для одного из типичных образцов диодной структуры Fe-p-InP при  $T = 300$  и  $100$  К. Характерными особенностями кривых, построенных в двойном логарифмическом масштабе, является наличие двух участков. При низких смещениях (кривая 1,  $T = 300$  К) с некоторым разбросом по образцам наблюдается приблизительно омическая зависимость, а при более высоких — степенная с показателем  $n = 3.3\text{--}3.4$ , т. е.

$$I = a_1 V + a_2 V^n. \quad (1)$$

Понижение температуры изменяет характер зависимости, причем на первом участке  $I \propto V^{2.1}$ , а на втором  $I \propto V^{5.5}$ . Такие зависимости могут свидетельствовать о преобладании вклада механизма двойной инжекции в дрейфовом приближении [3,4]. Согласно теории, в полупроводниковом режиме на кривой зависимости  $I = f(V)$  после омического участка должен следовать участок (для  $p$ -активной области)

$$J \approx q\tau\mu_n\mu_p(p_0 - n_0) \frac{V^2}{d^3}. \quad (2)$$

Изоляторный режим характеризуется током

$$J \approx q\tau\mu_n\mu_p \frac{V^3}{d^5}. \quad (3)$$

В (2) и (3)  $p_0$  и  $n_0$  — равновесные концентрации носителей,  $q$  — заряд электрона,  $d$  — толщина активной (высокоомной) области, остальные символы имеют их обычное значение. Следовательно, в диодной структуре Fe-p-InP должна находиться упомянутая активная область, созданная в процессе осаждения железа, —  $\pi$ -слой. Образование этого слоя может быть следствием некоторых факторов. Очевидно, при нагреве подложки имела место диффузия ионов железа в объем как

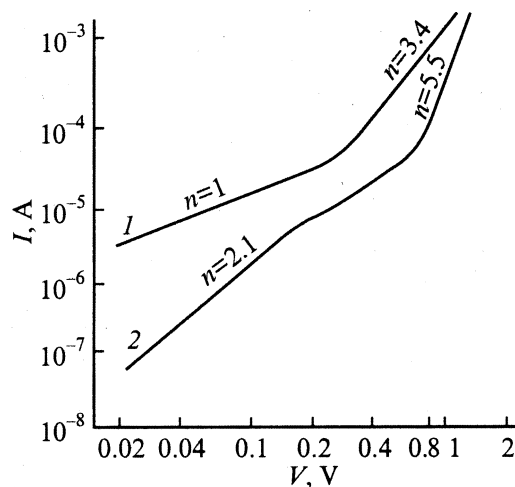


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики (прямые ветви) структуры Fe-p-InP. Температура  $T$ , К: 1 — 300, 2 — 100.

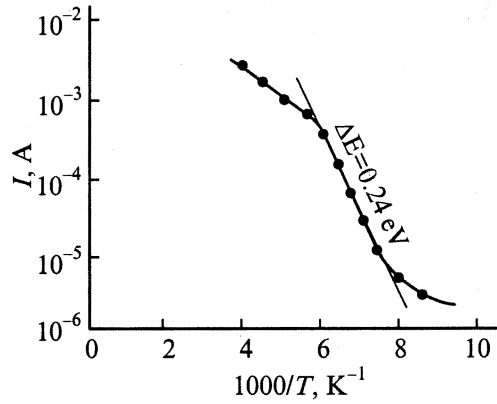


Рис. 2. Температурная зависимость прямого тока структуры Fe-p-InP.

компенсирующей примеси. Далее заметную роль могла сыграть способность атомов Zn взаимодействовать с дефектами в решетке InP с образованием активных центров, в том числе и компенсирующих [5]. Возможно, при этом создаются некоторые виды комплекса Fe-Zn.

Следует отметить, что высокие значения  $n$ , превышающие 2 и 3, соответственно в (2) и (3) связываются с возрастающим вкладом диффузионной компоненты из инжектирующих контактов [4,6]; в нашем случае у границы Fe- $\pi$ -слой и у границы  $\pi$ -слой-p-InP. При этом с ростом приложенного напряжения границы диффузионных областей смещаются друг к другу, сокращая таким образом эффективную длину дрейфовой области  $d_{ef} = d - d_{dif1} - d_{dif2}$ . Это изменяет аналитический вид зависимостей (2) и (3), в которых  $d$  заменяется на  $d_{ef}$ , а показатели степени увеличиваются до  $n > 2$  и  $n > 3$ . Тогда в полупроводниковом режиме  $I \propto V^{2/[1-m(L_a/d)]}$ , где  $m$  — около 2 или 3 и амбиполярная диффузионная длина [3]

$$L_a = \left[ \frac{2kT\mu_n\tau}{q} (b+1) \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Для дальнейших оценок механизма токопрохождения и характеристик  $\pi$ -слоя была измерена температурная зависимость прямого тока в интервале 100–300 К при фиксированном смещении  $V = 0.8$  В. Это соответствовало второй области ВАХ со значениями  $n > 3$ . На рис. 2 представлен температурный ход, и из экспоненциального участка определена энергия активации  $\Delta E = 0.24$  эВ. Из сравнения (2) и (3) следует ожидать температурного изменения равновесной концентрации  $p_0$  в полупроводниковом режиме. Можно предполагать слабое изменение подвижностей  $\mu_n$  и  $\mu_p$  в исследованном температурном интервале. Изменение же  $\tau$  также невелико (в 2–3 раза). Это показали измерения зависимости фототока при обратном смещении, определяемого в основном временем жизни  $\tau_p$ . Таким образом, энергия активации 0.24 эВ определяет положение глубокого компенсирующего примесного уровня. Для этого случая,

как известно,

$$p \approx 2 \left( \frac{2\pi \cdot m_p kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{\Delta E}{kT} \right). \quad (5)$$

Тогда при  $T = 130$  К с  $m_p = 0.4m_0$  имеем  $p_0 \approx 10^8$  см $^{-3}$ . Из (4) оценка  $L_a/d$  дает  $\approx 0.14$ – $0.20$ . Это отношение амбиполярной диффузионной длины к толщине  $\pi$ -слоя невелико и свидетельствует о большом вкладе диффузионных компонент тока в общий механизм токопереноса. Из омической области при  $T = 130$  К найдем сопротивление  $R \approx 1.6 \cdot 10^5$  Ом. Тогда  $d \approx 0.5$  мкм и, следовательно,  $L_a \approx 0.07$ – $0.10$  мкм, т.е. время жизни  $\tau$  предполагается в интервале  $10^{-9}$ – $10^{-10}$  с. Возрастание  $n$  с понижением температуры соответствует теоретическим выводам о возрастающем вкладе диффузионной компоненты полного тока.

К особенностям механизма токопрохождения диодной структуры Fe-p-InP следует отнести эффект гашения прямого тока белым или монохроматическим светом. На рис. 3 представлены кривые, демонстрирующие разность прямого темнового тока без освещения белым светом  $I_d$  и с освещением  $I_f$  в зависимости от смещения. Кривые сняты при температурах  $T = 100$  и 300 К. Отрицательная фоточувствительность охватывает больший интер-

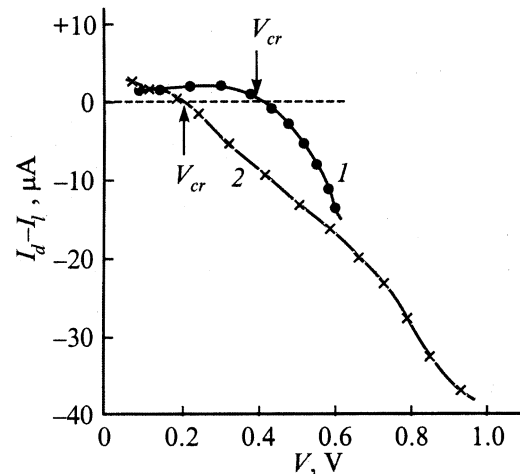


Рис. 3. Гашение прямого тока ( $I_d - I_f$ ) в зависимости от смещения. Температура  $T$ , К: 1 — 300, 2 — 100.

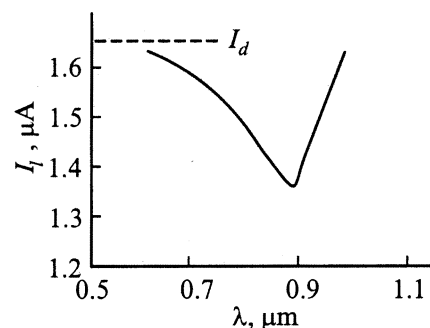


Рис. 4. Спектральная зависимость гашения прямого тока.

вал смещений при комнатной температуре и смена знака  $I_d - I_l$  на положительный происходит при  $V_{cr} \approx 0.4$  В, в то время как при  $T = 100$  К  $V_{cr} \approx 0.2$  В. Зависимость эффекта гашения от спектрального состава света дана на рис. 4. Эта кривая повторяет спектральную кривую обычной фоточувствительности и величина полуспада  $1/2I_l$  дает значение  $1.35$  эВ, т.е.  $E_G$  для InP. В связи с этими особенностями можно считать, что эффект гашения прямого тока структуры связан с компенсацией собственного фототока противоположного знака, генерируемого барьером Шоттки на границе Fe- $\pi$ -слой InP. Эффект гашения тем сильнее, чем больше генерация неосновных носителей, электронов в  $\pi$ -область и чем больше скорость рекомбинации с темновыми дырками. Это объясняет спектральную кривую гашения (рис. 4). Эдс разомкнутой цепи фотодиодной структуры Шоттки может быть представлена [7]:

$$qV_{oc} = nkT \left[ \ln \frac{J_{sc}}{A^*T^2} + \frac{\phi_B}{kT} + C\chi^{1/2}\delta \right], \quad (6)$$

где  $n$  — коэффициент неидеальности,  $J_{sc}$  — плотность тока короткого замыкания,  $A^*$  — эффективная постоянная Ричардсона,  $\phi_B$  — высота барьера Шоттки,  $C$  — постоянная,  $\chi$  и  $\delta$  — высота барьера и толщина возможного промежуточного (окисного) слоя соответственно.

Расчетная величина  $A^*$  для  $p$ -InP с  $m_p = 0.4m_0$  равна  $\approx 50$  А/см<sup>2</sup>К<sup>2</sup>. Полагая, что между Fe и  $\pi$ -слоем нет каких-либо дополнительных промежуточных слоев, и в связи с этим, считая  $n \approx 1$  и пренебрегая третьим членом в (6), оценим  $\phi_B$ . С измеренными значениями  $V_{oc} \approx 1.4 \cdot 10^{-6}$  В,  $J_{sc} \approx 5 \cdot 10^{-9}$  А для монохроматического света  $\lambda = 0.90$  мкм и  $T = 300$  К имеем  $\phi_B \approx 0.36$  эВ. Это значение близко к  $V_{cr}$  (рис. 3). В сущности это способ оценки высоты барьера Шоттки по эффекту гашения прямого тока светом. При  $V > V_{cr}$  идет „выпрямление“ барьера Шоттки.

При последующем увеличении смещения (при постоянной подсветке) двойная инжекция темновых носителей сменяется двойной инжекцией световых. Аналитически положительная фоточувствительность  $\Delta I_{ph} = I_l - I_d \propto V^2$  и определяется в большой степени только процессами генерации и рекомбинации в  $\pi$ -слое.

Температурная зависимость величины гашения тока представлена на рис. 5; при  $T \approx 140$  К эффект максимален и более заметно убывает при температурах, близких к комнатной. Эта зависимость в основном обусловлена температурным ходом уровня Ферми или квазиуровня Ферми для неравновесных электронов и дырок и, в связи с этим, изменением активности основных рекомбинированных центров в процессах захвата и рекомбинации носителей тока.

Отметим, что наличие механизма двойной инжекции в высокоомный компенсированный слой является характерным признаком структур с гашением тока светом; это следует из результатов не только данной работы, но и ранее выполненной на структуре  $p$ -Si- $n^+$ -ZnO- $n$ -ZnO-Pd [8].

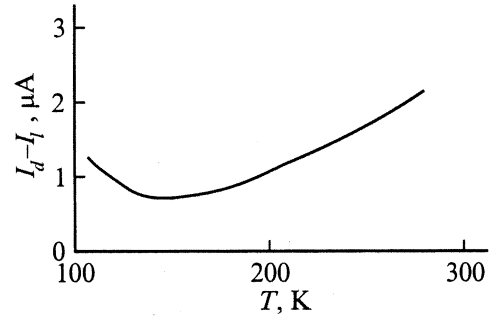


Рис. 5. Температурная зависимость гашения прямого тока  $I_d - I_l$ .

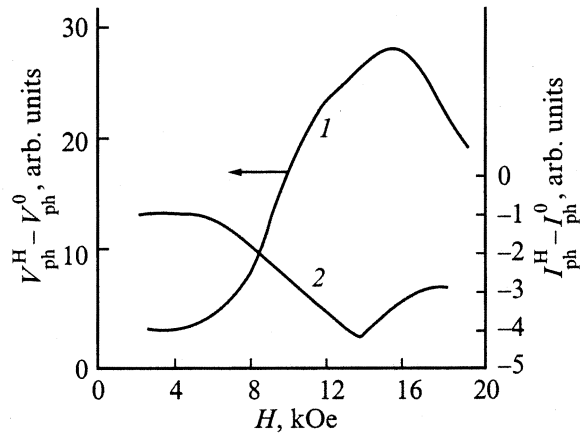


Рис. 6. Зависимость фотоэдс (1) и фототока (2) от магнитного поля в структурах Fe- $p$ -InP.

Учитывая изначальные особенности диодной структуры — использование в качестве барьерного металла ферромагнетика Fe, представлялось интересным проверить влияние магнитного поля на токоперенос темновых и световых носителей. Не было обнаружено никакого изменения прямого или обратного тока в полях  $1-20$  кЭ как в направлении магнитного поля параллельно плоскости структуры  $S$  ( $H \parallel S$ ), так и в положении ( $H \perp S$ ). Однако изменения фотоэдс и фототока в конфигурации  $H \parallel S$  имели характерные зависимости (рис. 6). Фототок (в режиме короткого замыкания) убывает с ростом магнитного поля с минимумом при  $H_{cr} \approx 1.4 \cdot 10^4$  Э. Фотоэдс, наоборот, возрастает и  $\Delta V_{ph}^H = V_{ph}^H - V_{ph}^0$  максимально примерно при том же  $V_{cr}$ .

Как известно, при малых значениях фотоэдс

$$V_{ph} \approx I_{ph} \cdot R_d, \quad (7)$$

где  $R_d$  — дифференциальное сопротивление в нуле смещения. Таким образом, рост  $V_{ph}$  обеспечивается исключительно резким ростом дифференциального сопротивления. Так, пересчитанное для  $\lambda_{max} = 0.76$  мкм на одинаковую ширину щели монохроматора  $R_d$  возрастает от  $40$  Ом ( $H = 2.8 \cdot 10^3$  Э) до  $250$  Ом ( $H_{cr}$ ), т.е. более

чем в 6 раз. В исследованной структуре дифференциальное сопротивление должно определяться генерационно-рекомбинационной компонентой тока и

$$R_d \propto \frac{\tau_0}{n_i}. \quad (8)$$

Отсюда следует, что изменение времени жизни  $\tau_0$ , т. е. изменение механизма и скорости рекомбинации неравновесных носителей, определяет изменение  $R_d$ . В этой связи можно сделать вывод, что магнитное поле оказывает определенное влияние на процесс рекомбинации. В [9] выявлено резкое изменение магнитосопротивления в диодах Шоттки на основе Si, объясненное пересечением уровней, включающих магнитные подуровни триплетного состояния рекомбинационного центра. Это изменяет темп рекомбинации.

В условиях нашего эксперимента этот эффект, видимо, не очень существен, и следует предположить изменение темпа рекомбинации неоднородным распределением у поверхности гетероструктуры рекомбинационных центров. Более детальное выяснение механизма изменения  $R_d$  в магнитном поле требует дальнейших исследований с применением более сложных экспериментальных методик.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность М.М. Мездрогиней и В.М. Ботнарюку за помощь в технологии создания диодных структур.

## Список литературы

- [1] J. Cheng, S.R. Forrest, B. Tell, D. Wilt, B. Schwartz, P.D. Wright. J. Appl. Phys., **58**, 1780 (1985).
- [2] Г.Г. Ковалевская, С.В. Слободчиков, Г.М. Филаретова. ФТП, **17**, 1991 (1983).
- [3] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1978) гл. 2.
- [4] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. *Токи двойной инжекции в полупроводниках* (М., Сов. радио, 1978) гл. 3.
- [5] E.V.K. Rao, M. Diamei, P. Kranz. J. Appl. Phys., **61**, 4812 (1987).
- [6] R. Baron. J. Appl. Phys., **39**, 1435 (1968).
- [7] G.P. Srivastava, P.K. Bhatnagar, S.R. Dhariwal. Sol. St. Electron., **22**, 581 (1979).
- [8] С.В. Слободчиков, Х.М. Салихов, Е.М. Руссу, Ю.Г. Малинин. ФТП, **35**, 479 (2001).
- [9] D.J. Miller, J.J. Lobb. J. Appl. Phys. Lett., **65**, 1391 (1994).

Редактор Л.В. Беляков

## Current transport mechanism in Fe-p-InP structures

S.V. Slobodchikov, Kh.M. Salikhov, B.Y. Samorukov

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia