

Механизм обратного тока в диодах с барьером Шоттки Al/p-InP

© П.А. Пипинис, А.К. Римейка[¶], В.А. Лапейка, А.В. Пипинене

Вильнюсский педагогический университет,
LT-2034 Вильнюс, Литва

(Получена 10 мая 2000 г. Принята к печати 21 июня 2000 г.)

Измерены зависимости тока от напряжения обратного смещения и температуры диодов Шоттки Al/p-InP, изготовленных на эпитаксиальных слоях фосфида индия, легированного цинком. Обратный ток обладает явно выраженной температурной зависимостью с энергией активации 0.75 эВ в высокотемпературной области и 0.51 эВ при температурах < 280 К. Результаты объясняются стимулированной фононами туннельной генерацией носителей заряда из поверхностных состояний полупроводника с учетом эмиссии посредством механизма Френкеля. Установлено, что в низкотемпературной области туннелирование осуществляется через центры с уровнями глубиной 0.51 эВ. Из сопоставления результатов опыта с теорией даны оценка напряженности поля в барьере — $(5-13) \cdot 10^7$ В/м и поверхностная плотность заряда дырок в граничном слое полупроводника.

Полупроводниковое соединение фосфид индия является привлекательным материалом для специалистов оптоэлектронной техники. Структуры металл–полупроводник и металл–диэлектрик–полупроводник широко применяются в различных устройствах на основе InP.

Свойства выпрямляющих контактов с InP *n*- и *p*-типа проводимости изучались во многих работах [1–8]. Однако некоторые особенности вольт-амперных характеристик, особенно температурные зависимости тока, трудно объяснимы в рамках общепринятой теории токопрохождения в диодах Шоттки на основе термоэмиссии (ТЭ) или термополевой эмиссии (ТПЭ). Например, в [3,6,7] измеренные на диодах Al/p-InP зависимости от температуры *T* обратного тока *I* в координатах $\ln(I/T^2)$ — $1/T$ не являются прямыми, как это должно быть согласно теории ТЭ, а изгибаются в области более низких температур. В работах [4–6] установлено, что высота барьера, определенная из вольт-фарадных характеристик, значительно превышает высоту барьера, определенную из вольт-амперных характеристик (ВАХ). Кроме того, в работе [7] установлено, что высота барьера, рассчитанная из ВАХ уменьшается с увеличением напряжения и это уменьшение более значительно, чем предусматривается теорией. Уменьшение высоты барьера считается в [7] также причиной отсутствия насыщения обратного тока. Обратные ветви ВАХ диодов Au/p-InP с тонким промежуточным слоем окисла, полученные при различных температурах, авторы [7] объясняют, согласно [9], механизмом токопрохождения, основанным на концепции промежуточного слоя, включающей в теорию ТЭ падение напряжения на слое и коэффициент прохождения через него. Закономерности зависимости обратного тока от напряжения и температуры в диодах Шоттки на основе некоторых полупроводников *n*-типа проводимости в [10–12] объяснялись с использованием концепции стимулированного фононами туннелирования электронов из состояния на границе раздела металл–полупроводник через барьер в зону проводимости. В [12]

показано, что эта модель естественным образом объясняет зависимость эффективной высоты барьера, рассчитанной из ВАХ, от напряжения обратного смещения. С использованием этой концепции в представленной работе проведен анализ результатов по зависимости тока от напряжения обратного смещения, измеренных при различных температурах в диодах Шоттки на основе *n*-InP, а также температурных зависимостей тока диодов с барьером Шоттки, изготовленных на *p*-InP.

Из проведенного анализа следует, что кроме туннельного механизма в области более высоких температур в процессе генерации носителей заряда существенным является механизм эмиссии Френкеля. Особенностью этих диодов явилось еще то обстоятельство, что при температурах ниже комнатной в переносе заряда участвуют центры легирующей примеси.

Результаты измерения и их интерпретация

Измерения проводились на диодах Al/p-InP, изготовленных на эпитаксиальных слоях легированного цинком фосфида индия.¹ Концентрация носителей заряда при комнатной температуре была равна $2 \cdot 10^{16}$ см⁻³, диаметр барьерного электрода — 0.8 мм. На этих диодах, в вакуумном криостате, измерялись зависимости обратного тока *I_r* от напряжения смещения при различных температурах и температурные зависимости тока.

ВАХ в логарифмических координатах представлены на рис. 1. Из рисунка видно, что ВАХ обладают сильно выраженной температурной зависимостью, проявляющейся в значительном уменьшении крутизны кривых по мере повышения температуры. Температурные зависимости тока, полученные при различных напряжениях обратного смещения в координатах $\ln I_r$ — $1/T$, изображены на рис. 2. На кривых температурной зависимости тока можно выделить два участка: один — в высокотемпературной

¹ Диоды для исследования были представлены И.М. Тигиняну (Институт полупроводников, Молдавия).

[¶] E-mail: fizdidkat@vpu.lt

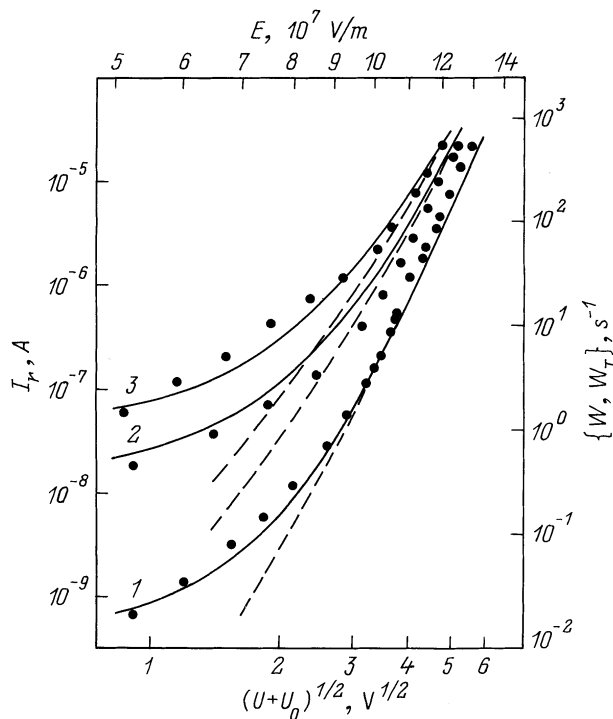


Рис. 1. Экспериментальные зависимости обратного тока I_r от напряжения для диода Al/p-InP (точки) и теоретические зависимости суммарной вероятности ионизации W (сплошные кривые) и вероятности туннельной ионизации W_T (штриховые кривые) от напряженности электрического поля E , рассчитанные для $\Delta = 0.75$ эВ, при константе электрон-фононного взаимодействия $a = 6.0$, эффективной массе $m_h^* = 0.50m_e$, энергии фона $\hbar\omega = 0.042$ эВ, $\nu_0 = 3 \cdot 10^8$ с $^{-1}$, $\epsilon = 12.5$. Диффузионный потенциал $U_0 = 0.5$ В. T, K : 1 — 294, 2 — 343, 3 — 364.

области с энергией активации более 0.7 эВ и второй — в области более низких температур ($T < 280$ К) с меньшей энергией активации. Таким образом, ток носит термоактивационный характер с отсутствием насыщения в области больших напряжений. Зависимости тока такого вида в диодах на полупроводниках n -типа проводимости в [10–12] объяснялись с привлечением стимулированного фононами туннелирования электронов из электронных состояний в зону проводимости полупроводника. В рамках этой модели представим объяснение и результатов, полученных на диодах Al/p-InP.

В случае полупроводников p -типа проводимости, согласно этой модели, ток будет обусловлен туннелированием дырок из состояния на границе раздела металл–полупроводник в валентную зону полупроводника. В предположении, что ток через барьер пропорционален вероятности туннелирования W_T , сопоставим зависимость тока от напряжения обратного смещения с зависимостью W_T от напряженности поля E , вычисленной согласно формуле (16) из работы [13]. Эти зависимости, вычисленные при эффективной массе дырок

$m_h^* = 0.5m_e$ [7], представлены на рис. 1 штриховыми линиями. Из сопоставления зависимостей тока с зависимостями $W_T(E)$ видно, что для этих диодов ВАХ являются менее крутыми и удовлетворительное совпадение результатов опыта с теорией наблюдается только в области более высоких напряжений (полей). Особенно сильное различие между экспериментом и теоретическими кривыми наблюдается при высоких температурах. Наблюдаемое несоответствие теоретических зависимостей эксперименту обусловлено, по-видимому, тем, что помимо механизма туннельной эмиссии, который является основным в области высоких напряжений и низких температур, существует другой механизм эмиссии дырок, проявляющийся при более низких напряжениях и более высоких температурах. Таким механизмом может являться эмиссия Френкеля, характеризующаяся сильной температурной зависимостью и менее выраженной зависимостью от напряженности поля, нежели туннельный механизм. В случае учета эмиссии Френкеля вероятность ионизации центра будет равна $W = W_T + W_F$. W_F вычислялось согласно выражению,

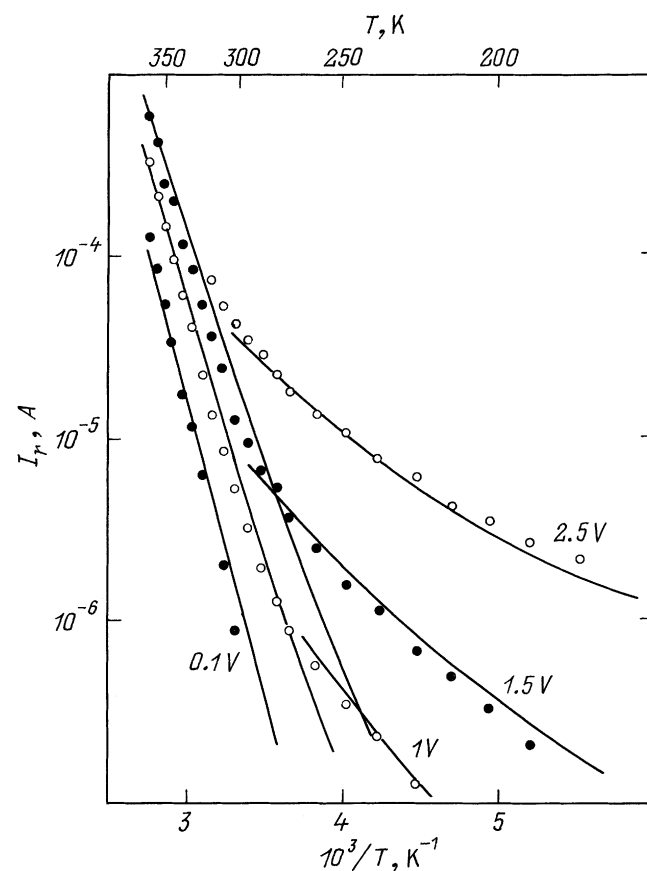


Рис. 2. Экспериментальные зависимости тока I_r от $1/T$ при различных напряжениях (точки) для диода Al/p-InP и рассчитанные согласно формуле (2) при поверхностной плотности заряда дырок $N_s = 5 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ для $\Delta = 0.75$ эВ и $N_s = 2 \cdot 10^9$ см $^{-2}$ для $\Delta = 0.51$ эВ (сплошные кривые). Расчет величины W проведен при таких же параметрах, как и на рис. 1.

полученному Френкелем [14],

$$W_F = \nu_0 \exp \left[-\frac{\mathcal{E}_T - e\sqrt{eE/(\pi\epsilon_0\epsilon)}\mathcal{E}}{kT} \right], \quad (1)$$

где \mathcal{E}_T — энергия термической активации, E — напряженность электрического поля. Зависимости суммарной вероятности ионизации центра W на рис. 1 изображены сплошными кривыми. Видно, что эти кривые вполне удовлетворительно описывают результаты эксперимента. Если все освобожденные дырки преодолевают область источника, то

$$I_r = eN_sWS, \quad (2)$$

где N_s — поверхностная плотность заряда, S — площадь барьерного электрода, равная 0.5 мм^2 . Из этого соотношения и сопоставления величины тока и W на рис. 1 получаем $N_s = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Как уже отмечалось, на кривых температурной зависимости тока выделяются два участка с различной энергией термической активации. Энергия активации высокотемпературного участка равна 0.75 эВ , в то время как низкотемпературного значительно меньше — 0.51 эВ . В предположении, что в области низких температур барьерный ток осуществляется через центры с уровнями такой глубины (присутствие таких центров в легированном цинком InP известно [15]), теоретические зависимости $W(T)$ для $T < 260 \text{ К}$ вычислялись при высоте барьера $\Delta = 0.51 \text{ эВ}$, а для высокотемпературной области — при $\Delta = 0.75 \text{ эВ}$.

Сопоставление экспериментальных зависимостей $\ln I_r - 1/T$, полученных при различных напряжениях, с рассчитанными согласно формуле (2) представлено на рис. 2. Из сопоставления результатов эксперимента с расчетом видно, что в случае этих диодов значительную роль в токопрохождении играет эмиссия Френкеля. Вклад эмиссии Френкеля, как видно из рис. 1, наиболее существен в области более низких полей и более высоких температур.

Следует отметить, что температурные вариации ВАХ, аналогичные представленным в этой работе, были получены на диодах Au/p-InP в [7]. Зависимости обратного тока от приложенного напряжения, полученные в широкой области температур из работы [7], вместе с теоретическими кривыми $W(E)$, рассчитанными с учетом стимулированного фононами туннелирования и эмиссии Френкеля, представлены на рис. 3. И в этом случае в области температур ниже 280 К энергия уровней центров при расчетах принималась равной 0.51 эВ , а в области более высоких температур значению высоты барьера в [7], равному 0.76 эВ . Видно, что экспериментальные ВАХ удовлетворительно описываются теоретическими зависимостями.

Приведенное сопоставление результатов эксперимента с теоретическими расчетами показывает, что в случае диодов на основе фосфида индия p -типа проводимости

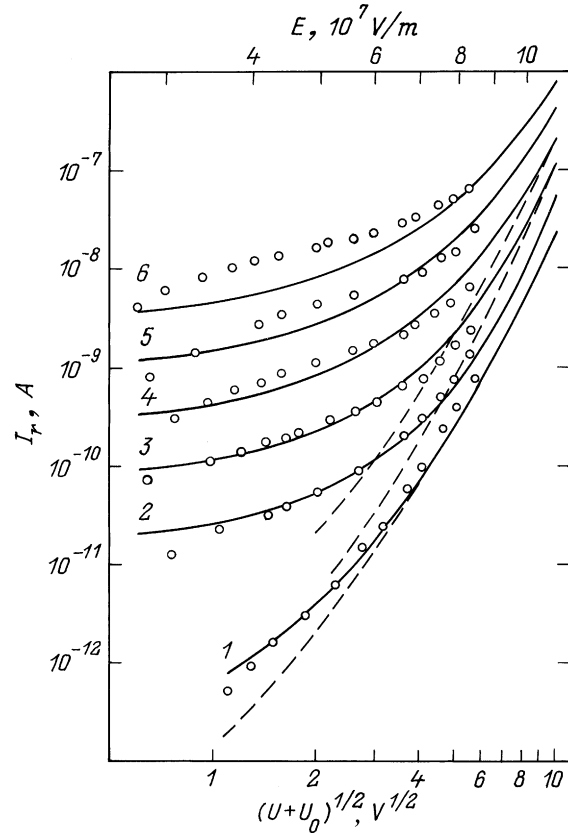


Рис. 3. Зависимости тока I_r от напряжения обратного смещения для диода Au/p-InP из работы [7] (точки) и зависимости тока от напряженности поля, рассчитанные согласно (2) с учетом эмиссии Френкеля (сплошные кривые) и только туннельной эмиссии (штриховые). Расчеты W проведены при параметрах: $N_s = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ для $\Delta = 0.76 \text{ эВ}$ ($T = 300\text{--}380 \text{ К}$) и $N_s = 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ для $\Delta = 0.51 \text{ эВ}$ ($T = 260 \text{ К}$); остальные расчетные параметры — те же, что и на рис. 1. $T, \text{ К}$: 1 — 260, 2 — 300, 3 — 320, 4 — 340, 5 — 360, 6 — 380.

в токопрохождении при обратном смещении следует учесть два конкурирующих между собой механизма: туннельный и эмиссию Френкеля. Существенная роль эмиссии Френкеля в этих диодах обусловлена, по нашему мнению, тем обстоятельством, что эффективная масса носителей заряда для туннелирования в этом материале большая и вследствие этого вероятность туннелирования, будучи относительно небольшой величиной, возрастает с увеличением напряженности поля медленнее, нежели в веществах с малой эффективной массой (см., например, [16]). Поэтому в области более высоких температур эмиссия Френкеля может преобладать. Этим объясняется "мягкость" ВАХ. Следует отметить, что туннельный ток через барьер является причиной кажущегося уменьшения высоты барьера, рассчитанной из ВАХ, с увеличением напряжения обратного смещения. Такое уменьшение, как показано в недавней публикации [12], полностью согласуется с предсказанием стимулированного фононами туннелирования. Отсутствие

насыщения тока, ожидаемого при больших напряжениях обратного смещения, также является следствием туннелирования, так как при более высоких напряжениях преобладает именно туннельный ток через барьер и для него насыщения не должно быть из-за того, что скорость туннелирования, как видно из рис. 1, в изучаемой области напряженности поля возрастает с его увеличением.

В заключение можно отметить, что и в случае полупроводников *p*-типа проводимости туннельный процесс генерации носителей заряда является существенным механизмом для токопрохождения в обратно смещенных диодах Шоттки. Только в этом случае, из-за большой эффективной массы дырок, необходимо учесть и генерацию носителей посредством механизма Френкеля, который в области более высоких температур и слабых полей может преобладать над туннельным механизмом.

Список литературы

- [1] Г.С. Короченков, И.М. Молодян. Микроэлектроника, **2**, 168 (1978).
- [2] O. Wada, A. Majerfeld, P.N. Robson. Sol. St. Electron., **25**, 381 (1982).
- [3] B. Tuck, G. Eftekhari, D.M. de Cogan. J. Phys. D: Appl. Phys., **15**, 457 (1982).
- [4] E. Hokelek, G.Y. Robinson. J. Appl. Phys., **54**, 5199 (1983).
- [5] Y.P. Song, R.L. Van Meirhaege, W.H. Laflière, F. Cardon. Sol. St. Electron., **29**, 663 (1986).
- [6] A. Singh, K.C. Reinhardt, W.A. Anderson. J. Appl. Phys., **68**, 3475 (1990).
- [7] A. Singh, P. Cova, R.A. Masut. J. Appl. Phys., **76**, 2336 (1994).
- [8] Z. Ouenoughi, K. Boulkroun, M. Remy, R. Hurgon, J.R. Cussenot. J. Phys. D: Appl. Phys., **27**, 1014 (1994).
- [9] Ch.-Y. Wu. J. Appl. Phys., **51**, 3786 (1980).
- [10] R. Brazis, P. Pipinys, A. Rimeika, L. Gėgžnaitė. Sol. St. Commun., **55**, 25 (1985).
- [11] П.А. Пипинис, А.К. Римейка, В.А. Лапейка. ФТП, **32**, 882 (1998).
- [12] P. Pipinys, A. Pipiniene, A. Rimeika. J. Appl. Phys., **86**, 6875 (1999).
- [13] Ф.И. Далидчик. ЖЭТФ, **74**, 472 (1978).
- [14] И.Я. Френкель. ЖЭТФ, **8**, 1292 (1938).
- [15] А.Н. Георгобиани, И.М. Тигиняну. ФТП, **22**, 3 (1988).
- [16] P.A. Martin, V.T. Streetman, K. Hess. J. Appl. Phys., **52**, 7409 (1981).

Редактор Л.В. Шаронова

Mechanism of reverse current in Al/p-InP Schottky diodes

P.A. Pipinys, A.K. Rimeika, V.A. Lapeika, A.V. Pipiniene

Vilnius Pedagogical University,
LT-2034 Vilnius, Lithuania

Abstract Reverse current–voltage characteristics of Schottky barrier type diodes on Zn doped InP epilayers were measured at 200 to 350 K temperatures and analyzed on assumption that the transport through the barrier takes place due to phonon-assisted hole tunneling from interface states to the semiconductor bulk. An influence of Frenkel emission on charge generation at higher temperature was included into the analysis.