

МЕХАНИЗМ ПРОХОЖДЕНИЯ ТОКА В $p-n$ -СТРУКТУРАХ ИЗ $Al_xGa_{1-x}Sb(As)$ ПРИ НЕБОЛЬШИХ СМЕЩЕНИЯХ

Гермогенов В. П., Позолотин В. А., Хлудкова Л. С.

Анализируются вольтамперные характеристики (ВАХ) $p-n$ -переходов из $Al_xGa_{1-x}Sb(As)$ ($x=0.13\div 0.18$) при смещениях, не превышающих контактную разность потенциалов. В этой области смещений ВАХ описывается эмпирической формулой $I = C \exp(-E_a/kT) V^m$, где энергия активации E_a равна приблизительно 0.3 эВ, а $m=3/4$, что не согласуется с известными механизмами прохождения тока.

Показано, что предположение о существовании пространственного заряда и инверсионного канала p -типа проводимости на поверхности n -области $p-n$ -структуры позволяет теоретически описать полученные экспериментальные ВАХ и достичь хорошего количественного согласия со значениями E_a и m .

Наблюдаемый для некоторых образцов излом обратной ветви ВАХ связывается с генерационно-туннельными переходами электронов через центр с глубоким уровнем в приповерхностной ОПЗ.

Высказано предположение, что большие туннельные токи, наблюдаемые в $p-n$ -структурах из $Al_xGa_{1-x}Sb(As)$, также могут быть обусловлены существованием инверсионного слоя на поверхности n -области структуры.

Особенности энергетического спектра $Al_xGa_{1-x}Sb(As)$ делают этот твердый раствор перспективным для создания фотоприемников и ряда других приборов [1, 2]. Однако возможности практического использования этого материала ограничиваются вследствие больших обратных темновых токов в $p-n$ -структурах на его основе. При анализе вольтамперных характеристик (ВАХ) фотодиодов из $Al_xGa_{1-x}Sb(As)$ ($x=0.065\div 0.2$) [3-7] было установлено, что основными механизмами протекания обратного тока являются генерация в ОПЗ и туннелирование через центры с глубокими уровнями в запрещенной зоне. Предполагалось также [4], что при $0 < V \leq 1$ В обратный ток связан с генерацией в ОПЗ на поверхности структуры, однако количественного подтверждения или других доказательств этого предположения не приводилось.

Целью настоящей работы являлся количественный анализ генерационно-рекомбинационного тока в $p-n$ -структурах на основе $Al_xGa_{1-x}Sb(As)$ при величине смещений, не превышающих контактную разность потенциалов. Такие исследования, с одной стороны, позволяют уточнить механизм зарядопереноса и пути уменьшения обратного тока и, с другой стороны, изучить свойства самого материала.

$p-n$ -Структуры из $Al_xGa_{1-x}Sb(As)$ ($x=0.13\div 0.18$) выращивались методом жидкофазной эпитаксии на подложках (100) из легированного теллуром GaSb с концентрацией электронов $n=3.5 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Мышьяк вводился в слой с целью уменьшения несоответствия постоянных решетки подложки и слоя. N -области структур легировались теллуром, p -области легировались оловом, либо для получения дырочной проводимости слой $Al_xGa_{1-x}Sb(As)$ выращивался при температурах, при которых концентрация природных акцепторов превышала концентрацию атомов теллура [8]. Для создания омических контактов к n -области на нижнюю поверхность подложки напылялся сплав Ag+Sn (95 : 5) с последующим вжиганием в атмосфере водорода. На поверхности p -области контакт создавался напылением алюминия. Из полученных таким образом $p-n$ -структур вытравливались меза-диоды диаметром $D=400$ мкм.

Ширина запрещенной зоны твердого раствора в ОПЗ диодов, определенная по длинноволновому краю спектров фотоответа, находилась в основном в пределах $E_g = 0.86 \div 0.91$ эВ. Величина x в области p - n -перехода определялась по значению E_g с использованием усредненных данных работ [9-11].

Для большинства исследованных диодов ВАХ при небольших смещениях описывается эмпирической формулой

$$I = C \exp(-E_a/kT) V^m. \quad (1)$$

Типичной для всех диодов в интервале температур $200 \leq T \leq 300$ К является степенная зависимость тока от смещения. Такая зависимость наблюдается до смещения V_1 , после чего ток нарастает более быстро. Для прямых ветвей показатель степени $m=1$ и $V_1 < kT/q$. Для обратных ветвей показатель m

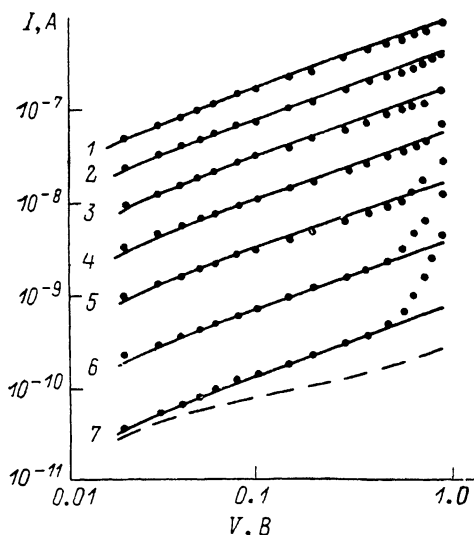


Рис. 1. Экспериментальные и теоретические ВАХ при обратном смещении образца 488 при различных температурах.
 Т, К: 1 — 294, 2 — 274, 3 — 254, 4 — 234, 5 — 215, 6 — 195, 7 — 176.

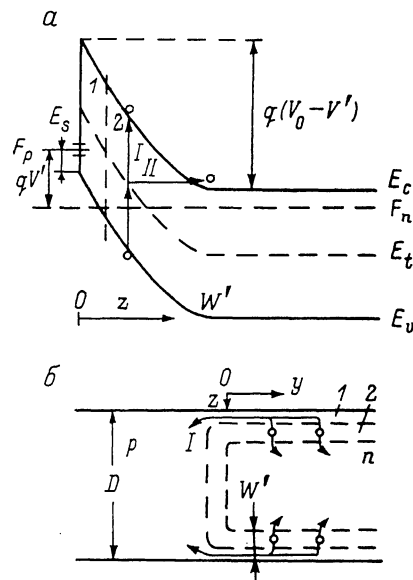


Рис. 2.

а — энергетическая диаграмма обратно смещенной приповерхностной области $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ (As); б — схема p - n -перехода при наличии инверсионного канала проводимости в n -области. 1 — инверсионный слой, 2 — ОПЗ.

меняется от образца к образцу в пределах $0.5 < m < 1$. Для большинства образцов $m=3/4$. Экспериментальные точки для одного из таких образцов приведены на рис. 1. Аналогичные результаты получены авторами работы [4]. Значение V_1 для обратных ветвей ВАХ составляет ~ 1 В.

Температурная зависимость тока при смещениях, не превышающих по абсолютному значению V_1 , и при температурах не ниже 200 К носит активационный характер. Энергия активации E_a в этой области температур и смещений находится в пределах $0.27 \div 0.34$ эВ. Некоторые диоды при температурах, близких к комнатной, имели значение $E_a > 0.4$ эВ, при этом на температурной зависимости тока наблюдался излом в области температур $T \sim 240$ К.

Степенная зависимость тока от смещения при активационном характере зависимости от температуры характерна для механизма генерации — рекомбинации в ОПЗ при участии глубоких уровней в запрещенной зоне [12]. Существование центров в ОПЗ, через которые может проходить процесс генерации или рекомбинации, подтверждается частотной зависимостью емкости исследованных структур. Наблюдавшееся увеличение емкости почти на порядок при уменьшении частоты от 10^6 до 10^3 Гц свидетельствует о присутствии центров с энергией вблизи середины запрещенной зоны и концентрацией, большей, чем концентрация легирующей примеси.

На рис. 1 стриховой линией показана зависимость тока от напряжения, рассчитанная по формуле для генерационного тока при малых обратных смещениях, полученной авторами работы [12]. Видно, что при $|V| > kT/q$ зависимость тока от смещения хорошо описывается степенной функцией $I \sim V^n$, причем $n \leq 1/2$, т. е. меньше значения, полученного в эксперименте. Кроме того, в теории Саа-Нойса-Шокли значение энергии активации должно составлять не менее половины ширины запрещенной зоны, что также не соответствует эксперименту.

Полученные экспериментальные результаты можно объяснить, основываясь на особенностях энергетического спектра твердого раствора $Al_xGa_{1-x}Sb(As)$. Посредством электрофизических измерений [13], экспериментами по фотоэмиссии [14] установлено, что уровень Ферми на поверхности антимонида галлия закреплен на $E_s = 0.1$ эВ выше потолка валентной зоны, т. е. в приповерхностной области n -GaSb должен существовать инверсионный слой с дырочным типом проводимости. Можно предположить, что в твердом растворе n - $Al_xGa_{1-x}Sb(As)$ также существует приповерхностный инверсионный слой по аналогии с GaSb. Наличие такого слоя в $Al_xGa_{1-x}Sb$ подтверждается, в частности, измерениями высоты потенциального барьера в структурах с барьером Шоттки [15, 16].

Наличие канала проводимости p -типа на поверхности n -слоя мезы расширяет эффективную площадь выпрямляющей структуры таким образом, что генерационные процессы, определяющие зарядоперенос, происходят не только в области сформированного p - n -перехода, но и на периферии слоя n -типа. На рис. 2, а, б изображены зонная диаграмма и обратная смещенной приповерхностной ОПЗ и схема ОПЗ диода с инверсионным слоем вдоль поверхности n -области. В соответствии с [17] система уравнений для определения зависимости приповерхностного тока от смещения в такой p - n -структуре имеет вид

$$\begin{aligned} dV'/dy &= -I'(y)/\sigma(y), \\ dI'/dy &= -\pi Dj(V'), \end{aligned} \quad (2)$$

где $V'(y)$ и $I'(y)$ — потенциал и ток на расстоянии y (рис. 2, б), $\sigma(y)$ — проводимость единицы длины инверсионного слоя, $j(V')$ — плотность тока через обедненную приповерхностную область. Граничными условиями для решения уравнений (2) являются $V'(y=0)=V$ и $I'(y=0)=I$, где V и I — смещение, приложенное к p - n -переходу, и ток «утечки» диода, а также $V'=0$ и $I'=0$ в некоторой точке y_0 [17].

Для цилиндрической меза-структуры проводимость слоя есть

$$\sigma(y) = \pi D q \mu_{ps} \int_0^{W'} p(z, V') dz, \quad (3)$$

где p и μ_{ps} — концентрация и подвижность дырок в инверсионном слое [18], W' (y) — ширина приповерхностной ОПЗ. Из (2) и (3) имеем

$$I^2(V) = 2q\mu_{ps}(\pi D)^2 \int_0^V j(V') dV' \int_0^{W'} p(z, V') dz. \quad (4)$$

Исходя из зонной диаграммы рис. 2, а и учитывая, что вклад свободных дырок в положительный заряд в приповерхностной области мал, будем считать квадратичной зависимость положения потолка валентной зоны от координаты z :

$$E_v(z) = q(V_0 - V') \left(1 - \frac{z}{W'}\right)^2,$$

где qV_0 — величина изгиба зон у поверхности. Тогда общее число дырок, приходящееся на единицу площади поверхности мезы,

$$p_s(V') = \int_0^{W'(V')} p(z, V') dz = N_p \exp\left(-\frac{q(V_0 - V') + E_s}{kT}\right) \times \\ \times \int_0^{W'} \exp\left[\frac{q(V_0 - V')}{kT} \left(1 - \frac{z}{W'}\right)^2\right] dz. \quad (5)$$

Так как $p(z, V')$ — быстро спадающая функция z в интервале $0 \div W'$, то

$$p_s(V') \simeq N_p \exp\left(-\frac{E_s}{kT}\right) \frac{W'(V') kT}{2q(V_0 - V')}. \quad (6)$$

Из выражений (4) и (6) имеем окончательно

$$I = \pi D \left[\mu_{ps} N_p kT \exp\left(-\frac{E_s}{kT}\right) \int_0^V j(V') \frac{W'(V')}{V_0 - V'} dV' \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Конкретный вид ВАХ определяется зависимостями $p_s(V')$ и $j(V')$.

Для смещений $V' \leq V_0$ зависимость $p_s(V')$ должна быть слабой, что подтверждается, в частности, экспериментами по проводимости инверсионных слоев Si и Ge [19].

Предположим, что в каждой точке y ток «подпитки» через приповерхностную ОПЗ (рис. 2, б) является током тепловой генерации через уровни в запрещенной зоне и имеет степенную зависимость от напряжения с показателем $n=1/2$, $j(V') \sim (V')^{1/2}$, как и генерационный ток в основной ОПЗ диода (рис. 1, штриховая линия). Тогда, пренебрегая вследствие малости V' зависимостью от смещения множителя $W'/(V_0 - V') \sim (V_0 - V')^{-1/2}$, получаем для приповерхностного тока зависимость вида $I \sim V^m$, где $m=(n+1)/2=3/4$, что соответствует экспериментально полученному результату. Причиной более быстрого возрастания приповерхностного генерационного тока со смещением по сравнению с током генерации в объемной ОПЗ является «удлинение» области генерации носителей заряда наряду с ее уширением при возрастании V . В прямых ветвях, как это следует из [12] для $V < kT/q$, плотность тока $j(V')$ прямо пропорциональна V' и $m=n=1$.

Температурная зависимость тока в случае генерации в ОПЗ с глубоким уровнем определяется большим из энергетических расстояний между уровнем и одной из разрешенных зон ΔE_i . В случае существования инверсионного канала в соответствии с (7) температурная зависимость приповерхностного тока определяется фактором

$$\exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{\Delta E_i + E_s}{kT}\right). \quad (8)$$

Принимая $\Delta E_i = E_g/2 = 0.44$ эВ и в соответствии с данными работы [15] $E_s = 0.16$ эВ, получаем $E_a = 0.30$ эВ, что находится в хорошем количественном согласии с экспериментом.

Пользуясь формулой (7), можно подгонкой теоретических кривых ВАХ к экспериментальным получить значения входящих в них параметров. На рис. 1 изображены теоретические кривые, полученные численным расчетом по формуле (7), и экспериментальные результаты для образца 488. Подгонкой параметров ΔE_i , E_s и времен жизни дырок и электронов τ_p и τ_n удалось достичь хорошего согласия теории и эксперимента. Значения параметров, для которых рассчитано семейство кривых $I=I(V, T)$, составляют $\Delta E_i = 0.43$ эВ, $E_s = 0.09$ эВ, $\tau_p/\tau_n = 250$ при $E_g = 0.87$ эВ.

Значения E_s для образцов других серий, полученные в предположении, что глубокий уровень расположен посередине запрещенной зоны, меняются в пределах 0.10—0.15 эВ, что несколько меньше значений, полученных в работах [15, 16].

Образцы некоторых серий имели излом на начальном участке обратной ветви ВАХ (рис. 3). Этот излом мы связываем с возможностью туннельного перехода

носителя между глубоким уровнем и зоной проводимости. На рис. 2, а приведена энергетическая диаграмма приповерхностной ОПЗ с глубоким уровнем, расположенным на расстоянии ΔE_z от дна зоны проводимости. Переход в зону может произойти либо посредством термического заброса (процесс I), либо туннельным путем (процесс II), причем термическое время жизни τ_n носителя на уровне не зависит от смещения, а туннельное изменяется экспоненциально [20]:

$$\tau_z \sim \exp\left(\frac{4(2m^*)^{1/2} \Delta E_z^{3/2}}{3\hbar q F}\right), \quad (9)$$

где F — поле в ОПЗ.

Если термическое и туннельное времена жизни сравнимы, то при увеличении смещения, когда τ_z становится меньше τ_n , на обратной ветви ВАХ возникает излом [21] при значении смещения $V = V_b$.

Качественно такая причина существования излома подтверждается двумя фактами. Во-первых, скорость возрастания тока после точки излома тем меньше, чем больше V_b . Это определяется зависимостью τ_z от смещения (9). Для образцов, значения V_b , которых составляют 0.2, 0.3, 0.35 и 0.5 соответственно,

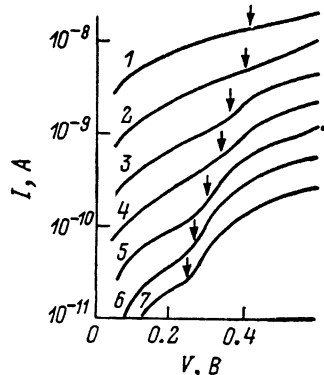


Рис. 3. Начальные участки обратной ветви ВАХ образца 461 при различных температурах.

Стрелками указаны точки излома. Т, К: 1 — 273, 2 — 253, 3 — 234, 4 — 213, 5 — 193, 6 — 176, 7 — 155.

наблюдается уменьшение скорости роста тока со смещением после точки излома. Во-вторых, если критерием для определения положения точки излома считать равенство $\tau_z = \tau_n$, то в соответствии с [21], предполагая, что $F \sim (V_0 - V)^{1/2}$, можно записать

$$A(V_0 - V_b)^{-1/2} - \frac{\Delta E_z}{kT} = \text{const}(V, T). \quad (10)$$

Из выражения (10) следует, что чем больше температура, тем при больших значениях V_b должен проявляться излом. Качественно это также согласуется с рис. 3. В связи с вышесказанным можно утверждать, что и излом на начальном участке обратной ВАХ связан с генерационно-туннельными эффектами в ОПЗ приповерхностной области.

В заключение следует отметить, что большие туннельные токи, обычно наблюдаемые в барьерных структурах из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}(\text{As})$ [4], по-видимому, также связаны с существованием приповерхностного инверсионного слоя. Во-первых, увеличение эффективной площади p - n -перехода может увеличивать количество участков, где величина локального поля выше средней в p - n -переходе, что повышает вероятность туннелирования. Во-вторых, в структурах из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}(\text{As})$, которые, как правило, изготавливаются эпитаксией на подложках из GaSb, приповерхностный инверсионный канал может привести к электрическому контакту с более узкозонной подложкой, туннельные токи в которой выше, чем в твердом растворе.

Таким образом, особенности поведения вольтамперных характеристик p - n -структур из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}(\text{As})$ с составом $0.13 \leq x \leq 0.18$ можно объяснить наличием инверсионного слоя на поверхности области n -типа, а излом на начальном участке ВАХ — туннельно-генерационными процессами в приповерхностной области пространственного заряда.

Авторы выражают благодарность Я. И. Отману и Э. В. Коротченко за помощь в изготовлении образцов.

Л и т е р а т у р а

[1] Жингарев М. З., Корольков В. И., Михайлова М. П., Сазонов В. В., Третьяков Д. Н. — ФТП, 1980, т. 14, в. 7, с. 1355—1363.

- [2] Hildebrand O., Kuebart W., Benz K. W., Pilkuhn M. H. — IEEE J. Quant. Electron., 1981, v. 17, N 2, p. 284—288.
- [3] Гермогенов В. П., Вилисов А. А., Вяткин А. П. — Изв. вузов СССР, Физика, 1975, № 9, с. 63—69.
- [4] Tabatabaie N., Stillman G. E., Chin R., Dapkus P. D. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 5, p. 415—417.
- [5] Capasso F., Hutchinson A. L., Foy P. W., Bethea C. B., Bonner W. A. — Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, N 9, p. 736—738.
- [6] Chin R., Hill C. M. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 4, p. 332—333.
- [7] Андреев И. А., Баранов А. Н., Жингарев М. З., Корольков В. И., Михайлова М. П., Яковлев Ю. П. — ФТП, 1985, т. 19, в. 9, с. 1605—1611.
- [8] Вяткин А. П., Гермогенов В. П., Отман Я. И., Хлудкова Л. С. — Изв. вузов СССР, Физика, 1984, № 11, с. 82—86.
- [9] Mathieu H., Auvergne D., Merle P., Rustagi K. C. — Phys. Rev. B: Sol. St., 1975, v. 12, N 12, p. 5846—5852.
- [10] Cheng K. Y. Report 5111-5. Stanford, 1975.
- [11] Бирюлин Ю. Ф., Вуль С. П., Чалдышев В. В., Шмарцев Ю. В. — ФТП, 1983, т. 17, в. 1, с. 103—107.
- [12] Sah C. T., Noice R., Shockley W. — Proc. IRE, 1957, v. 45, p. 1228—1243.
- [13] Mead C. A., Spitzer W. G. — Phys. Rev., 1964, v. 134, p. A713—A716.
- [14] Chye P. W., Sukegawa T., Babalola I. A., Sunami H., Gregory P., Spicer W. E. — Phys. Rev. B: Sol. St., 1977, v. 15, N 4, p. 2118—2126.
- [15] Арбузова Г. К., Вилисов А. А., Гермогенов В. П., Максимова Н. К. — Изв. вузов СССР, Физика, 1976, № 6, с. 26—31.
- [16] Chin R., Milano R. A., Law H. D. — Electron. Lett., 1980, v. 16, N 16, p. 626—627.
- [17] Culter M., Bath H. M. — Proc. IRE, 1957, v. 45, p. 39—43.
- [18] Шяк А. Я. — В кн.: Матер. VIII Зимней школы по физике полупроводников. Л., 1977, с. 94—115.
- [19] Statz H., De Mars G. A., Davis L., Adams A. — Phys. Rev., 1956, v. 101, N 4, p. 1272.
- [20] Король Э. Н. — ФТТ, 1977, т. 19, в. 8, с. 1266—1272.
- [21] Вяткин А. П., Гермогенов В. П., Позолотин В. А. — ФТП, 1985, т. 19, в. 12, с. 2191—2193.

Сибирский
физико-технический институт
им. В. Д. Кузнецова при ТГУ
Томск

Получена 20.07.1987
Принята к печати 5.11.1987