

## ПРОИЗВЕДЕНИЕ $R_0A$ В InAs $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ

Андрушко А. И., Пенцов А. В., Салихов Х. М., Слободчиков С. В.

Проведен анализ произведения  $R_0A$  в InAs  $p-n$ -переходах при  $T=300, 200, 77$  К с уровнями легирования  $10^{16}-10^{18}$  см $^{-3}$ . Выполнен расчет как для градиентного (линейного), так и для резкого распределения примесей. Учитывался вклад трех основных компонент объемного темнового тока: диффузионного, генерационно-рекомбинационного и туннельного. При  $T=300$  К вклад диффузионного тока является определяющим (при  $n, p < 10^{17}$  см $^{-3}$ ). С понижением температуры возрастает вклад генерационно-рекомбинационного тока и он становится основным. При 300, 200 К наиболее высокое значение  $R_0A$  в градиентных  $p-n$ -переходах дает использование слабо легированных кристаллов ( $n, p \sim 10^{16}$  см $^{-3}$ ) с малым градиентом. Максимальное значение  $R_0A$  достигается в резких асимметричных  $p-n$ -переходах с  $n \leq 10^{17}$  см $^{-3}$ . При 77 К практически достижимое значение  $R_0A$  определяется генерационно-рекомбинационным током. В InAs  $p-n$ -переходах с широкозонным окном InAsSbP получены значения  $R_0A$  при  $T=300, 200, 77$  К соответственно 1,  $10^2, 10^5$  Ом·см $^2$ .

Как известно, произведением дифференциального сопротивления в нуле смещения  $R_0$  на площадь  $A$  диодной структуры определяется качество прибора, работающего без смещения или с небольшим смещением. Это прежде всего относится как к фотоприемникам излучения, где необходимо реализовать высокие характеристики чувствительности, так и к другим приборным применениям, где анализ  $R_0A$  позволяет прогнозировать их эксплуатационные параметры.

В настоящей работе выполнен расчет  $R_0A$  для  $p-n$ -переходов на основе InAs как с плавным (линейным), так и с резким (ступенчатым) распределением примесей.

Предварительные исследования и литературные данные показывают, что существуют технологии, позволяющие уменьшить влияние поверхностных компонент тока. При этом в InAs-диодах преобладающий вклад при не очень низких температурах вносят объемные компоненты

$$I = I_{\text{диф}} + I_{\text{г-р}} + I_{\text{тун}}, \quad (1)$$

где  $I_{\text{диф}}$  — диффузионный ток из квазинейтральных  $p$ - и  $n$ -областей перехода;  $I_{\text{г-р}}$  — генерационно-рекомбинационный ток области пространственного заряда;  $I_{\text{тун}}$  — туннельный ток.

Рассмотрим вклад в  $R_0$  отдельных компонент тока.

### 1. Д и ф ф у з и о н н ы й т о к

Из аналитического выражения для этого вида тока [1, 2] следует

$$R_0A = \frac{(kT)^{1/2}}{q^{3/2}} \left[ n_p \left( \frac{\mu_n}{\tau_n} \right)^{1/2} + p_n \left( \frac{\mu_p}{\tau_p} \right)^{1/2} \right]^{-1}, \quad (2)$$

где все символы имеют обычное общепринятое значение.

Экспериментальные данные по исследованию электрических и фотоэлектрических свойств InAs  $p-n$ -переходов отражают результаты исследований струк-

μ<sub>p</sub> как с градиентом, так и с резким распределением легирующих примесей [3, 4]. В связи с этим мы рассмотрим оба вида  $p-n$ -переходов.

а) Градиентные  $p-n$ -переходы.

Характеристики градиентных переходов находятся в зависимости от величины градиента концентрации примесей. Аналогично [1] рассмотрим два случая: с малым градиентом концентрации и с большой ее величиной. При расчете мы также делаем предположение, что соотношение  $R_0A = kI/qI_0$  ( $I_0$  — ток насыщения) справедливо в обоих случаях. Тогда в первом случае концентрация неосновных носителей у краев области истощения  $n_p$ ,  $p_n = \frac{n_i^2}{aw/2}$ , а во втором —  $n_p$ ,  $p_n = \frac{n_i^2}{N_A N_D}$ . Ширина слоя истощения для градиентного перехода

$$w = \left[ \frac{12\epsilon\epsilon_0 V_k}{qa} \right]^{1/3}, \quad (3)$$

где  $a$  — градиент концентрации примесей,  $V_k$  — контактный потенциал. Тогда из (2) с учетом (3) для случая малого градиента применительно к InAs, где  $\mu_n/\mu_p = 10-100$  [5, 6] и  $\tau_n = \tau_p = \tau$  (будут учтены только межзонные механизмы рекомбинации), следует

$$(R_0A)_{\text{лиф}} = \frac{(kT)^{1/2}}{2n_i^2 q^{3/2}} \left( \frac{12\epsilon\epsilon_0 V_k}{q} \right)^{1/3} a^{2/3} \left( \frac{\tau}{\mu_n} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Соответственно для больших градиентов концентрации примесей будем иметь (для  $N_D = N_A = N$ )

$$(R_0A)_{\text{лиф}} = \frac{(kT)^{1/2}}{q^{3/2}} \frac{N}{n_i^2} \left( \frac{\tau}{\mu_n} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Это соотношение фактически относится к симметричному переходу, несимметричность легирования имеет смысл рассматривать отдельно и для резкого перехода.

б) Резкие  $p-n$ -переходы.

В этом случае для асимметричного легирования при сопоставимых значениях времен жизни  $\tau_n$  и  $\tau_p$ , как следует из (2), основной вклад в ток вносит слабо легированная область перехода, и для  $p^+-n$  имеем

$$(R_0A)_{\text{лиф}} = \frac{(kT)^{1/2}}{q^{3/2}} \frac{N_D}{n_i^2} \left( \frac{\tau_p^n}{\mu_p^n} \right)^{1/2} \quad (6)$$

при условии, что  $n$ -сторона не вырождена и  $p_n = n_i^2/N_D$ . Аналогичное выражение, естественно, будет и для  $n-p$ -перехода, но с параметрами  $\tau_n^p$ ,  $\mu_n^p$  и  $N_A$ .

## 2. Генерационно - рекомбинационный ток $I_{r-p}$

а) Градиентные  $p-n$ -переходы.

Для этого вида в [1, 7] получено соотношение

$$(R_0A)_{r-p} = \frac{(\tau_{n_0}\tau_{p_0})^{1/2} V_k}{qn_i f(b) w}, \quad (7)$$

где  $\tau_{n_0}$  и  $\tau_{p_0}$  — времена жизни электронов и дырок в слое истощения,  $f(b)$  — функция, зависящая от энергетического положения рекомбинационных центров в запрещенной зоне и напряжения смещения  $V$ . В арсениде индия выявлен глубокий рекомбинационный центр  $E_f = (0.15 \pm 0.02)$  эВ [4], относительно близкий к середине запрещенной зоны. В связи с этим, предполагая  $\tau_{p_0} = \tau_{n_0} = \tau_0$  при  $V=0$  и  $f(b)=1$  и с учетом (3) из (7),

$$(R_0A)_{r-p} = \frac{\tau_0 V_k}{qn_i w} = \left( \frac{V_k}{q} \right)^{2/3} \frac{\tau_0}{n_i} \left( \frac{a}{12\epsilon\epsilon_0} \right)^{1/3}. \quad (8)$$

б) Резкие переходы.

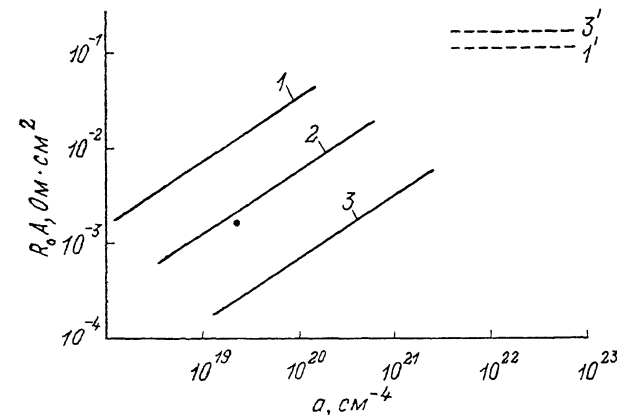
Для резкого асимметричного  $p^+ - n$ -перехода или  $n^+ - p$ -перехода с учетом  $w = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0 V_k}{qN_D N_A} \right)^{1/2}$  будем иметь из (7)

$$(R_0 A)_{г-р} = \frac{\tau_0}{n_i} \left( \frac{V_k}{2\epsilon\epsilon_0 q} \right)^{1/2} (N_D, N_A)^{1/2}. \quad (9)$$

Отметим, что в расчетах мы будем в дальнейшем всюду принимать значение контактного потенциала  $V_k = E_g/q$ , пренебрегая некоторой зависимостью от уровня легирования  $p$ - и  $n$ -областей перехода.

### 3. Туннельный ток $I_{тун}$

Для градиентных InAs  $p - n$ -переходов при малых смещениях вероятность туннелирования мала, если учитывать реальные практически используемые уровни легирования  $n$ - и  $p$ -слоев. При реально используемых уровнях легирования  $\sim (2-4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и при  $a \leq 10^{22} \text{ см}^{-4}$  длина туннелирования из (3)



$\sim 0.15 \text{ мкм}$ , что делает туннельную компоненту несущественной. В связи с изложенным оценка вклада туннельной компоненты будет сделана для резкого пере-

Рис. 1. Зависимость  $R_0 A$  в InAs  $p - n$ -переходах от градиента концентрации примесей для  $T = 300 \text{ К}$  при различных уровнях легирования.

$p, \text{ см}^{-3}$ : 1 —  $10^{16}$ , 2 —  $10^{17}$ , 3 —  $10^{18}$ ; штриховые линии — предельные значения  $R_0 A$  для резкого  $p - n$ -перехода при  $p, \text{ см}^{-3}$ : 1' —  $10^{16}$ , 3' —  $10^{18}$ .

хода, и только для  $p^+ - n$ -структуры. Этот тип структуры предпочтительнее в отношении увеличения  $R_0 A$ , в частности, еще и потому, что при уровнях легирования  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  на поверхности  $p$ -InAs при низких температурах становятся существенными утечки через инверсионные слои.

Из анализа механизма туннелирования при малых смещениях получено [1, 8] следующее выражение:

$$(R_0 A)_{тун} = \frac{8\pi^2 \hbar^3 kT}{m^* q^2 E_p} \exp \left[ \frac{\pi}{3q\hbar} \left( \frac{m^* \epsilon \epsilon_0}{N_D} \right)^{1/2} E_g \right], \quad (10)$$

где  $m^*$  — средняя приведенная эффективная масса электрона и дырки,  $E_p$  — уровень Ферми в  $p$ -области.

Рассмотрим результаты расчета  $R_0 A$  для всех рассмотренных выше токовых компонент для градиентных и резких InAs  $p - n$ -переходов. При определении интегральной величины  $R_0 A$  должен учитываться вклад отдельных компонент тока:

$$\frac{1}{R_0 A} = \frac{1}{(R_0 A)_{диф}} + \frac{1}{(R_0 A)_{г-р}} + \frac{1}{(R_0 A)_{тун}} \quad (11)$$

для каждого рассматриваемого типа  $p - n$ -перехода. Величины подвижностей, использованные в расчетах, определялись на основе экспериментальных данных, приведенных в [9-13]. Принято  $V_k = E_g/q = \text{const}$  для данной температуры.

На рис. 1-3 представлены расчетные зависимости  $R_0 A$  для  $T = 300$  и  $200$ , а на рис. 4 — для  $T = 77 \text{ К}$ . Оценки инерционности фотовольтаических InAs-детекторов при  $77 \div 200 \text{ К}$ , когда, как правило, преобладает генерационно-рекомбинационный ток, дают значения  $\tau \leq 10^{-6} \text{ с}$ . Наши оценки для InAs  $p - n$ -переходов с широкозонным слоем InAsSbP при  $T = 77 \text{ К}$  дали  $\tau \approx 10^{-8} \text{ с}$ . Хотя

расчет  $(R_0A)_{г-р}$  проводился для  $\tau = 10^{-7} - 10^{-10}$  с, интегрируемая величина, приведенная на рис. 1—3, дана при учете  $(R_0A)_{г-р}$ -компоненты с  $\tau_0 = 10^{-8}$  с.

Анализ расчетных зависимостей (11) показывает, что для градиентных переходов в интегральной  $R_0A$  можно пренебречь туннельной ее компонентой во всем рассматриваемом температурном интервале. Значение  $R_0A = f(a)$  с учетом компонент  $(R_0A)_{диф} \sim a^{1/3}$  и  $(R_0A)_{г-р} \sim a^{1/3}$  по (4) и (8) демонстрирует определяющий вклад

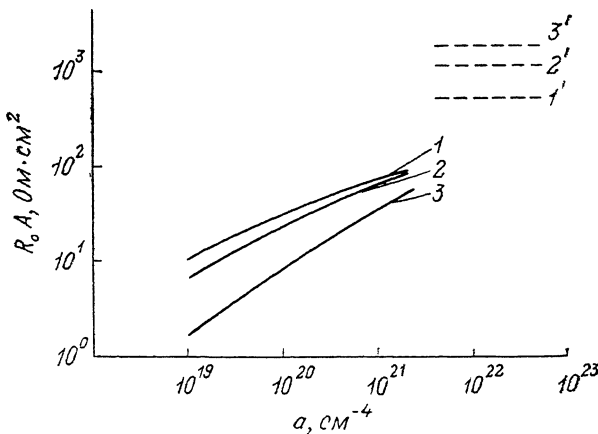


Рис. 2. Зависимость  $R_0A$  в InAs  $p-n$ -переходах от градиента концентрации примесей для  $T=200$  К при различных уровнях легирования.

$\rho$ , см $^{-2}$ : 1 —  $10^{16}$ , 2 —  $10^{17}$ , 3 —  $10^{18}$ ; штриховые линии — предельные значения  $R_0A$  для резкого  $p-n$ -перехода при  $\rho$ , см $^{-2}$ : 1' —  $10^{16}$ , 2' —  $10^{17}$ , 3' —  $10^{18}$ .

диффузионной составляющей для комнатной температуры (рис. 1). С понижением температуры возрастает вклад генерационно-рекомбинационного тока и при  $T=200$  К он становится основным, хотя при уровнях леги-

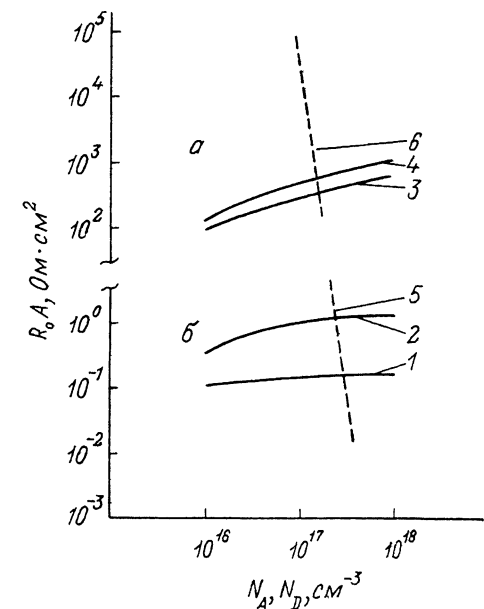


Рис. 3. Зависимость  $R_0A$  в асимметричных InAs  $p-n$ -переходах от уровня легирования базы.

$T$ , К: а — 200, б — 300. 1, 3 —  $n^+-p$ -InAs; 2, 4 —  $p^+-n$ -InAs; 5, 6 — туннельная компонента  $(R_0A)_{тун}$ .

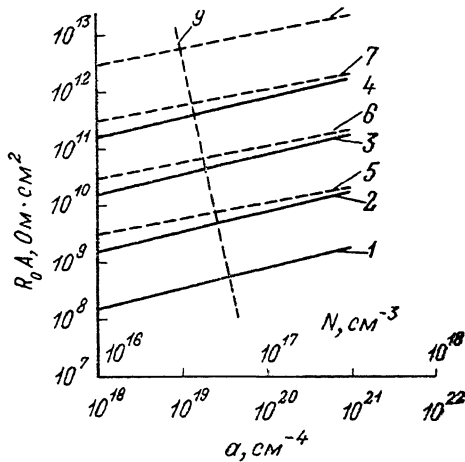


Рис. 4. Зависимость  $R_0A$  для градиентных (сплошные линии) и резких (штриховые) InAs —  $p^+-n$ -переходов от градиента концентрации или концентрации примесей соответственно.

$\tau$ , с: 1, 5 —  $10^{-10}$ ; 2, 6 —  $10^{-9}$ ; 3, 7 —  $10^{-8}$ ; 4, 8 —  $10^{-7}$ ; 9 — туннельная компонента  $(R_0A)_{тун}$  для резкого  $p-n$ -перехода.

рования  $p \geq 10^{18}$  см $^{-3}$  (для  $T=200$  К) диффузионная компонента преобладает в интегральной  $R_0A$ . Как видно из рис. 1, 2 увеличение  $R_0A$  возможно, с одной стороны, путем уменьшения степени легирования, а с другой — за счет увеличения градиента концентрации примесей.

Для градиентных  $p-n$ -переходов, когда структура перехода приближается

к ступенчатой при симметричном легировании менее  $10^{17}$  см $^{-3}$  (для устранения туннельной компоненты тока), величина  $R_0A$  ограничивается на уровне 0.1—0.2 при  $T=300$  и  $(0.4-3) \cdot 10^3$  Ом·см $^2$  при  $T=200$  К в зависимости от концентрации примеси (на рис. 1, 2 — штриховые линии).

Для резких InAs  $p-n$ -переходов в величине  $R_0A$  существенную роль играет тип асимметричности легирования, поскольку  $\tau_p$  и  $\tau_n$  отличаются не очень сильно [14], а подвижность дырок почти на 2 порядка ниже подвижности электронов, то для  $p^+-n$ -переходов значения  $R_0A \approx 1.3$  Ом·см $^2$  при комнатной температуре (рис. 3) приблизительно на порядок выше, чем для  $n^+-p$ -структур. Величина  $R_0A$  для  $T=300$  К ограничивается диффузионной компонентой тока, но при снижении  $\tau$  менее чем на  $10^{-9}$  с ограничение будет определяться генерационно-рекомбинационной компонентой. Туннельные составляющие  $R_0A$  (на рис. 3 показаны штриховыми линиями) играют преобладающую роль в механизме токопрохождения для  $n_0, p_0 \geq 2 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ . При  $T=200$  К для резких  $p-n$ -переходов определяющую роль в  $R_0A$  приобретает генерационно-рекомбинационная компонента. Максимальное значение  $R_0A$  ( $\sim 10^4$  Ом·см $^2$ ) достигается при значениях  $\tau=10^{-6}$  с, ограничивающим фактором роста  $R_0A$  в этом случае выступает диффузионная составляющая тока.

Расчитанные значения  $(R_0A)_{\text{диф}}$  при 77 К высоки и практически не реализуются. Велики также и  $(R_0A)_{\text{г-р}}$ , но очевидно, что любое практически реализуемое значение  $R_0A$  при этой температуре должно ограничиваться этой составляющей (при полном устранении вклада поверхностных компонент тока).

На рис. 4 представлены расчитанные отдельные компоненты  $R_0A$  для  $T=77$  К.

Из известных нам литературных данных найденные значения  $R_0A$  при  $T=300$  составляют  $6 \cdot 10^{-2}-0.6$ ; при  $T=200$  К ( $10-700$ ) Ом·см $^2$ . В наших InAs  $p-n$ -переходах с широкозонным слоем InAsSeP получены значения  $R_0A$ , составляющие соответственно:  $1, 10^2$  и  $10^5$  Ом·см $^2$ . Увеличение  $R_0A$  в этих структурах достигнуто за счет снижения шунтирующего влияния инверсного  $n$ -слоя на  $p$ -области арсенида индия.

Таким образом, из проведенного расчета следует, что при  $T=200-300$  К: а) в градиентном симметричном InAs  $p-n$ -переходе для повышения  $R_0A$  необходимо использование слабо легированных кристаллов InAs ( $n, p \approx 10^{16}$  см $^{-3}$ ) с малым градиентом ( $a < 10^{21}$  см $^{-4}$ ); б) в резком  $p-n$ -переходе достигается максимальная величина  $R_0A$ , причем необходимо использовать  $p^+-n$ -структуры с  $n \leq 10^{17}$  см $^{-3}$ . При 77 К практически достижимое значение  $R_0A$  будет определяться генерационно-рекомбинационной компонентой темнового тока.

Проведенный анализ дает возможность выбора типа и параметров структуры диода для получения максимальной величины  $R_0A$ .

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Jonson M. R., Chapman R. A., Wrobel J. S. // Infr. Phys. 1975. V. 15. N 4. P. 317—329.
- [2] Reine M. B., Sood A. K., Treadwell T. J. // Semicond a. Semimet. / Ed. by R. K. Willardson, A. C. Beer. N. Y., 1981. V. 18. P. 201.
- [3] Мозжорин Ю. Д., Стафеев В. И. // Физика электронно-дырочных переходов. Л., 1969. С. 59—64.
- [4] Фомин И. А., Лебедева Л. В., Анненко Н. М. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 4. С. 734—736.
- [5] Dixon J. R. // Phys. Rev. 1957. V. 107. N 2. P. 374—378.
- [6] Михайлова М. П., Наследов Д. Н., Слободчиков С. В. // ФТТ. 1963. Т. 5. В. 8. С. 2317—2323.
- [7] Sab C. T., Moyle R. N., Shockley W. // Proc. JRE. 1957. V. 48. P. 1228.
- [8] Karlovsky J. // Phys. Rev. 1962. V. 127. N 2. P. 419.
- [9] Каратаев В. В., Мильвидский М. Г., Рытова Н. С., Фистуль В. И. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 9. С. 1748—1722.
- [10] Cronin G. R., Borello S. R. // J. Electrochem. Soc. 1967. V. 114. N 10. P. 1078—1079.
- [11] Harman T. C., Goering H. L., Beer A. C. // Phys. Rev. 1956. V. 106. N 6. P. 1562—1564.
- [12] Кесамавыл Ф. П., Лагунова Т. С., Наследов Д. Н., Николаева Л. А., Пивоваров М. Н. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 1. С. 56—63.
- [13] Агаев Я., Бурдуков Ю. М., Михайлова М. П., Наследов Д. Н., Слободчиков С. В. // Изв. АН Туркм. ССР. Сер. физ.-техн., хим. и геолог. наук. 1966. № 4. С. 11—15.
- [14] Андрушко А. И., Салихов Х. М., Слободчиков С. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 403—405.