

06.1;06.2

## Обратный ток в полупроводниковых диодах с неоднородной базовой областью

© Б.С. Соколовский

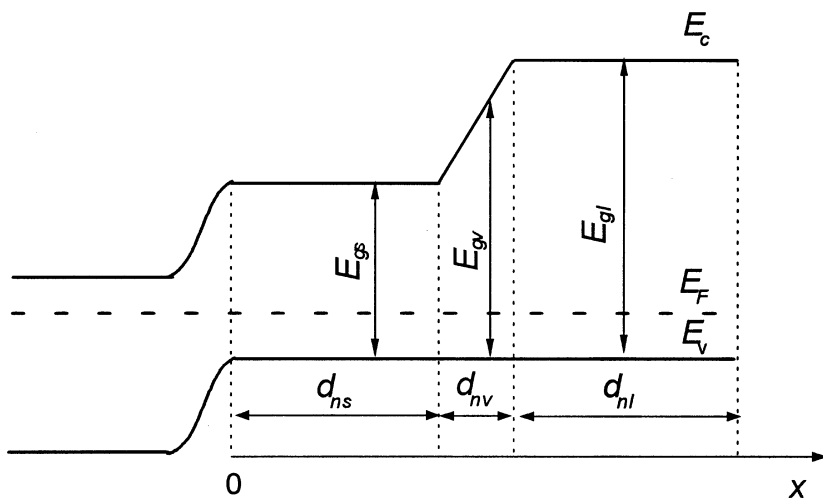
Львовский государственный университет им. Ив. Франко

Поступило в Редакцию 13 апреля 1999 г.

В окончательной редакции 15 ноября 1999 г.

Произведен расчет обратного тока полупроводникового диода с неоднородной базовой областью, в которой создан примыкающий к омическому контакту слой с большей шириной запрещенной зоны. Показано, что в таком диоде можно значительно уменьшить обратный ток, связанный с термической генерацией носителей как в базовой области, так и на контакте.

Эффективность работы целого ряда приборов, созданных на основе полупроводниковых диодов, например приемников электромагнитного и ионизирующих излучений, преобразователей солнечного света и т.д., существенно зависит от величины обратного тока, увеличиваясь с уменьшением величины последнего [1]. Поэтому проблема снижения в полупроводниковых диодах обратного тока, в частности его диффузионной составляющей, которая определяется термической генерацией неосновных носителей заряда в квазинейтральной базовой области диодов, представляет не только научный интерес, но также имеет важное значение при разработке и совершенствовании приборов, содержащих  $p-n$ -переходы. Основной метод, широко используемый в настоящее время для уменьшения диффузионного обратного тока  $p-n$ -переходов, состоит в увеличении степени легирования базы. Однако уменьшение времени жизни неосновных носителей заряда, а также сужение ширины запрещенной зоны, проявляющиеся в условиях сильного легирования, противодействуют уменьшению темпа термической генерации носителей в полупроводнике, что накладывает ограничение на предельные возможности данного способа понижения обратного тока. Следует отметить, что в случае, когда длина базовой области порядка или меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда, на обратный ток существенное влияние оказывает термическая генерация носителей в омическом контакте. Для уменьшения данной компоненты обратного



**Рис. 1.** Равновесная энергетическая диаграмма рассматриваемого полупроводникового диода.

тока можно использовать неоднородное легирование, характеризующееся повышенной концентрацией примесей у омического контакта. Поскольку происходящее в этом случае повышение барьера для носителей, которые поступают из контакта в полупроводник, имеет порядок  $kT$  [1], то, очевидно, что отмеченным способом невозможно достичь значительного уменьшения компоненты обратного тока, связанной с присутствием омического контакта.

В данной работе теоретически доказывается возможность существенного уменьшения обратного тока  $p-n$ -перехода за счет создания в базе полупроводникового диода изотипной области с большей шириной запрещенной зоны.

Расчет обратного тока полупроводникового диода произведем применительно к зонной диаграмме, изображенной на рис. 1. Согласно выбранной модели, базовая область, для конкретности  $p$ -типа проводимости, однородно легированная акцепторными примесями с концентрацией  $N_a$ , содержит примыкающий к омическому контакту участок из полупроводникового материала с шириной запрещенной зоны  $E_{gl}$ ,

большой, чем ширина запрещенной области  $E_{gs}$  в остальной части полупроводникового диода. Узкозонную и широкозонную области базы разделяет варизонный слой, толщину  $d_{nv}$  которого будем считать малой по сравнению с диффузионной длиной электронов и толщинами гомозонных областей.

Для определения обратного тока необходимо знать пространственное распределение неравновесных электронов в базовой области, устанавливающееся при приложении к  $p$ - $n$ -переходу обратного смещения  $U$ . Поскольку при обратном смещении  $p$ - $n$ -перехода можно пренебречь электрическим полем в базовой области, то координатное распределение концентрации неравновесных электронов  $n(x)$  в квазилинейных гомозонных частях базы определяется уравнением непрерывности

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{1}{L_{ns,l}^2} \left( n - \frac{n_{is,l}^2}{N_a} \right) = 0 \quad (1)$$

при  $0 \leq x \leq d_{ns}$  и  $d_{ns} + d_{nv} \leq x \leq d_{ns} + d_{nv} + d_{nl}$  соответственно, где  $n_{is}$ ,  $n_{il}$  — собственные концентрации носителей заряда в узкозонной и широкозонной областях, которые имеют толщины  $d_{ns}$  и  $d_{nl}$ , диффузионные длины электронов в узкозонной и широкозонной областях, которые в общем случае имеют разные значения, равные  $L_{ns}$ ,  $L_{nl}$  и связанные с соответствующими коэффициентами диффузии электронов  $D_{ns,l}$  и временами их жизни  $\tau_{ns,l}$  соотношением  $L_{ns,l} = (D_{ns,l} \tau_{ns,l})^{1/2}$ .

Граничные условия к уравнениям (1), соответствующие плоскостям  $x = 0$  и  $x = d_n \equiv d_{ns} + d_{nv} + d_{nl}$ , имеют стандартный вид:

$$n(0) = \frac{n_{is}^2}{N_a} \left[ \exp\left(\frac{U}{kT}\right) - 1 \right] \quad (U < 0), \quad (2)$$

$$n(d_n) = \frac{n_{il}^2}{N_a}. \quad (3)$$

Граничные условия (2)–(3) необходимо дополнить следующими соотношениями, которые следуют из условия постоянства электронного тока в варизонном слое и максвелловского распределения носителей в варизонном слое [2]:

$$D_{ns} \frac{dn}{dx} \Big|_{x=d_{ns}} = D_{nl} \frac{dn}{dx} \Big|_{x=d_{ns}+d_{nv}}, \quad (4)$$

$$\frac{n(d_{ns})}{n(d_{ns} + d_{nv})} \equiv \zeta = \frac{N_c(d_{ns})}{N_c(d_{ns} + d_{nv})} \exp\left(\frac{E_{gl} - E_{gs}}{kT}\right), \quad (5)$$

где  $N_c = 2(2\pi m_n^* kT/h^2)^{3/2}$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $m_n^*$  — эффективная масса электронов, зависящая в общем случае от координаты.

Определив из уравнений (1) с граничными условиями (2)–(5) координатное распределение концентрации неравновесных электронов гомозонных областях базы, можно, согласно выражению

$$j_{nr} = j_n(0) = eD_{ns} \frac{dn}{dx} \Big|_{x=0}, \quad (6)$$

получить при  $|U| \gg kT$  следующую формулу для плотности обратного тока, точнее его электронной составляющей:

$$j_{nr} = \frac{eD_{ns}n_{is}^2}{L_{ns}N_a} \frac{\kappa \operatorname{ch} \frac{d_{ns}}{L_{ns}} \operatorname{ch} \frac{d_{nl}}{L_{nl}} + \zeta \operatorname{sh} \frac{d_{nl}}{L_{nl}} \operatorname{sh} \frac{d_{ns}}{L_{ns}}}{\kappa \operatorname{sh} \frac{d_{ns}}{L_{ns}} \operatorname{ch} \frac{d_{nl}}{L_{nl}} + \zeta \operatorname{sh} \frac{d_{nl}}{L_{nl}} \operatorname{ch} \frac{d_{ns}}{L_{ns}}}, \quad (7)$$

где  $\kappa = \frac{L_{nl}\tau_{ns}}{L_{ns}\tau_{nl}}$ .

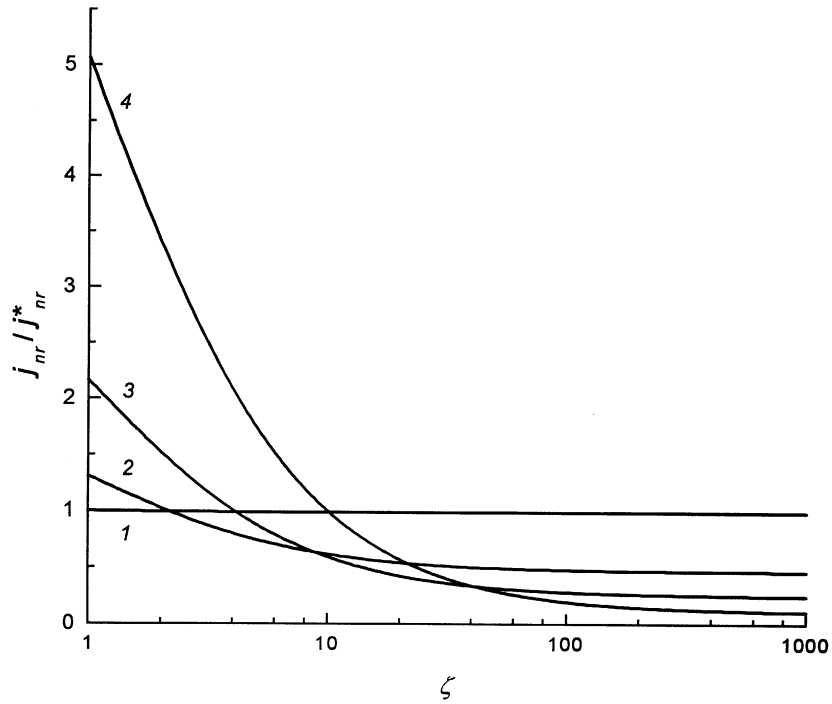
При  $d_{nl} = 0$ , т. е. когда в базовой области отсутствует широкозонный слой, из (7) следуют известные формулы для диффузионного обратного тока  $p$ – $n$ -перехода [1]:

$$j_{nr} = j_{nr}^* = \frac{eD_{ns}n_{is}^2}{L_{ns}N_a}, \quad (8)$$

$$j_{nr} = \frac{eD_{ns}n_{is}^2}{L_{ns}N_a} \operatorname{cth} \frac{d_{ns}}{L_{ns}}, \quad (9)$$

которые соответствуют случаям толстой ( $d_{ns} \gg L_{ns}$ ) и тонкой ( $d_{ns} \leq L_{ns}$ ) однородной базовой области.

Наличие в базовой области диода широкозонного участка, отдаленного от границы области пространственного заряда на расстояние порядка или меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда, приводит, как следует из (7), к уменьшению обратного тока  $p$ – $n$ -перехода. При этом обратный ток тем меньше, чем больший перепад ширины запрещенной зоны создан в базовой области и чем ближе к металлургической границе  $p$ – $n$ -перехода расположен широкозонный участок



**Рис. 2.** Зависимость обратного тока полупроводникового диода от параметра неоднородности базовой области  $\zeta$  при  $\kappa = 1$ ,  $d_{ns} = d_{nl}$ ,  $L_{ns} = L_{nl}$ .  $d_n/L_{ns}$ : 1 — 5, 2 — 1, 3 — 0.5, 4 — 0.2.

(рис. 2). При  $\zeta \gg L_{ns}L_{nl}/(d_{ns}d_{nl})$ ,  $|U| \gg kT$  обратный ток задается простым выражением

$$j_{nr} = \frac{eD_{ns}n_{is}^2}{L_{ns}N_a} \operatorname{th} \frac{d_{ns}}{L_{ns}}, \quad (10)$$

т. е. при больших  $\zeta$  практически исключается отрицательное влияние на обратный ток омического контакта, если даже он расположен близко к области пространственного заряда ( $d_n \ll L_{ns}, L_{nl}$ ). При этом обратный ток оказывается меньшим минимального значения обратного тока  $j_{nr}^*$  полупроводникового диода с однородной базой, что является следствием

уменьшения суммарного темпа термической генерации носителей в базовой области за счет присутствия в ней широкозонного слоя. Как следует из (9) и (10), отношение обратных токов гомозонного и гетерозонного диодов с одинаковыми толщинами узкозонной области в случае  $d_{ns} \ll L_{ns}$  и  $\zeta \gg L_{ns}L_{nl}/(d_{ns}d_l)$  равно

$$\frac{j_{nr}^{hom}}{j_{nr}^{het}} = \left( \frac{L_{ns}}{d_{ns}} \right)^2 \gg 1, \quad (11)$$

что свидетельствует о преимуществе рассмотренной модели полупроводникового диода по сравнению со случаем диода с гомозонной базой.

В заключение приведем оценку влияния неоднородности базовой области на обратный ток  $n^+p$ -фотодиода на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.21$ ). Если в фотодиоде с толщиной  $p$ -области  $50 \mu\text{m}$ , подвижностью электронов  $4 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  и временем жизни  $1 \mu\text{s}$  (при 77 К) [3] создать прилегающий к омическому контакту слой с составом  $x = 0.23$  (в этом случае  $\zeta = 110$ ) и толщиной  $30 \mu\text{m}$ , то при этом произойдет уменьшение обратного тока в 19 раз, что обеспечит понижение уровня шумов в 4.4 раза.

## Список литературы

- [1] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Кн. 1. 456 с.; Кн. 2. 456 с.
- [2] Константинов О.В., Царенков Г.В. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 4. С. 720–728.
- [3] Берченко Н.Н., Кревс В.Е., Средин В.Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение. М.: Изд-во МО СССР, 1982. 208 с.