

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОФИЛЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В LOW—HIGH-ПЕРЕХОДАХ С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ СЛОЕМ ПРОТИВОПОЛОЖНОГО ТИПА ЛЕГИРОВАНИЯ

Д. И. Тетельбаум, Ю. И. Якунин, А. П. Касаткин, А. В. Мурель

Нижегородский исследовательский физико-технический институт, 603660, Нижний Новгород, Россия

(Получена 4 марта 1993 г. Принята к печати 8 апреля 1993 г.)

Методом моделирования на ЭВМ проведен анализ влияния наличия промежуточного слоя противоположного типа легирования в low—high-переходах на профили распределения концентрации носителей тока и встроенного потенциала, что представляется важным в связи с изготовлением на основе структур с такими переходами преобразователей излучений. Моделирование вольт-фарадных характеристик диодов с барьером Шоттки на основе рассматриваемых структур позволяет определить параметры промежуточного слоя, при которых его свойства (при неконтролируемом его возникновении или в случае его специального создания) могут быть исследованы емкостными методами.

Создание $n-n^+$ или $p-p^+$ low—high-переходов (ЛН-переходов) используется для управления характеристиками диодов с барьером Шоттки [1] и при изготовлении ряда полупроводниковых преобразователей излучений [2, 3]. При этом возникает вопрос о возможности контролируемого изменения профилей распределения концентрации носителей тока и встроенного потенциала в области ЛН-перехода. В частности, в ряде случаев требуется, чтобы область изменения встроенного потенциала была, возможно, более узкой. В настоящей работе методом моделирования на ЭВМ показано, что эффективным способом регулирования толщины этой области является создание вблизи ЛН-перехода промежуточного слоя противоположного типа легирования. Проиллюстрирована также возможность применения метода вольт-фарадных характеристик (ВФХ) для исследования свойств такого слоя при определенных его параметрах.

Рассмотрим случай $n-n^+$ -перехода (результаты для $p-p^+$ -перехода могут быть получены при соответствующей замене обозначений). Предположим, что однородное распределение имеет место как для доноров с концентрациями N_1 , N_b в областях с толщинами x_1 , x_b соответственно, так и для акцепторов с концентрацией N_a в промежуточном слое с толщиной x_a (рис. 1). Тогда выражения для профилей распределения концентрации доноров $N_D(x)$ и акцепторов $N_A(x)$ можно представить в виде

$$N_D(x) = \begin{cases} N_b, & 0 < x < x_b \\ N_1, & x_b < x < x_1 + x_b, \end{cases} \quad (1)$$

$$N_A(x) = \begin{cases} 0, & 0 < x < x_b, & x_b + x_a < x < x_1 + x_b \\ N_a, & x_b < x < x_b + x_a. \end{cases} \quad (2)$$

Значение толщины промежуточного слоя будем считать достаточно малым, для того чтобы исследовать в основном лишь монотонные зависимости концен-

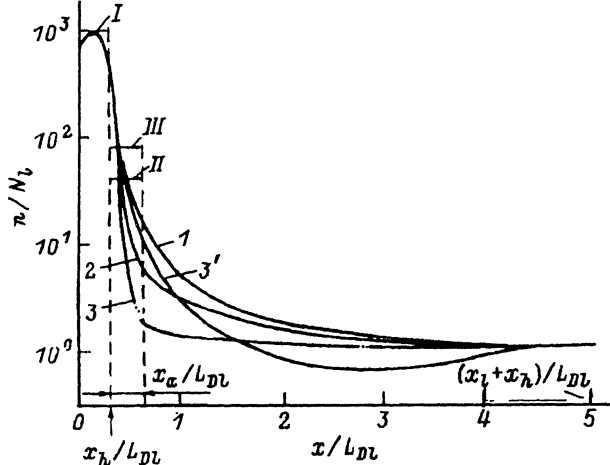


Рис. 1. Профили распределения концентрации электронов $n(x)$, отнесенной к концентрации доноров N_1 в n -области, рассчитанные для случая $N_h/N_1 = 10^3$, $x_h/L_{D1} = 0.31$, $x_a/L_{D1} = 0.34$; N_a/N_1 : 1 — 0, 2 — 40, 3 — 80. Кривая 3' представляет стандартный $C-V$ -профиль, если в качестве ВФХ использовать кривую 3 на рис. 2. Показаны также относительные значения концентрации доноров в n^+ -слое (I — $N_h/N_1 = 10^3$) и акцепторов в промежуточном слое (N_a/N_1 : II — 40, III — 80).

трации электронов n от x в области перехода. Таким образом, в этой области $n \geq N_1$, а концентрация дырок $p \leq n_i^2/N_1$, где n_i — собственная концентрация носителей тока. Следовательно, в промежуточном слое противоположным является тип легирования, но не тип проводимости. Тогда при $n_i^2 \ll N_1^2$ в уравнении Пуассона для электростатического потенциала $\varphi(x)$ можно пренебречь зарядом дырок, т. е.

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_0\epsilon} (N_D - N_A - n), \quad (3)$$

где q — величина заряда электрона, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника. Уравнение (3) решалось, используя формулу Больцмана для концентрации электронов [4]: $n = N_1 \exp(q\varphi/kT)$, где T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана. Предполагалось выполненным условие $\varphi(x_1 + x_h) = 0$, и считался заданным поверхностный потенциал $\varphi(0) = \varphi_s$.

Нелинейное дифференциальное уравнение (3) приводилось к линейному методом квазилинеаризации [5]. Получающиеся при этом серии линейных уравнений для распределения потенциала решались численно методом прямой и обратной прогонки с исходным распределением потенциала, выбранным в виде кусочно-линейной аппроксимации, достаточно близкой к действительному распределению. Величина x_1 подбиралась таким образом, чтобы ее выбор при $x_1 > x_{1c}$ (x_{1c} — некоторое пороговое значение x_1) не оказывал влияния на решения. Проверялась также устойчивость полученной разностной схемы.

На рис. 1 в полулогарифмическом масштабе представлены зависимости относительной концентрации электронов $n(x)/N_1$ от x/L_{D1} [$L_{D1} = (\epsilon_0\epsilon kT/q^2 N_1)^{1/2}$ — длина дебаевского экранирования для n -области]. Эти зависимости при соответствующем формуле Больцмана изменении масштаба вдоль оси ординат совпадают с профилями распределения потенциала. Значение поверхностного потенциала выбиралось таким, чтобы максимум функции $n(x)/N_1$ практически совпадал со значением N_h/N_1 . При больших значениях параметров

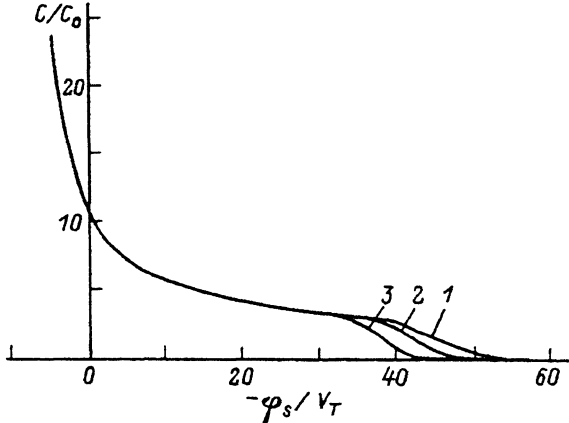


Рис. 2. Зависимость относительной емкости $C/C_0 M-n^+$ -структуры от $-\varphi_s/V_T$ при отсутствии (1) и наличии (2, 3) промежуточного слоя противоположного типа легирования. Кривые 1–3 рассчитаны для параметров структуры, которые были использованы при получении кривых 1–3 на рис. 1 соответственно.

φ_s и x_h зависимости $n(x)$ и $\varphi(x)$ в области ЛН-перехода имеют тот же вид. На рис. 2 приведены зависимости относительной емкости $c/c_0 M-n^+$ -структуры ($C_0 = S\varepsilon_0\varepsilon/L_{Dl}$, S — площадь структуры) от $-\varphi_s/V_T$ ($V_T = kT/q$), которые были рассчитаны с использованием формулы для емкости $C = dQ/d\varphi_s$, где Q — заряд на металлическом электроде, равный по величине заряду приповерхностной области полупроводника. Поскольку $-\varphi_s = V_r + V_k$, где V_r — величина обратного напряжения на структуре, V_k — высота барьера Шоттки, то характеристики (рис. 2) совпадают со сдвинутыми вдоль оси абсцисс ВФХ, построенными в относительных величинах.

При заданной толщине промежуточного слоя имеется такое пороговое значение $N_a = N_{ac}$, что при $N_a > N_{ac}$ в области перехода возникает потенциальная яма для электронов. Для параметров, выбранных при расчете кривых на рис. 1, величина N_{ac} несколько превышает $80 N_l$. Поведение кривых на рис. 1 показывает, что при $N_a \approx N_{ac}$ толщина области Δx , в которой происходит основное изменение встроенного потенциала, можно считать совпадающим с величиной x_a (полагаем, что $x_a > L_{Dh}$, где L_{Dh} — радиус дебаевского экранирования для n^+ -области). Таким образом, введение промежуточного слоя позволяет существенно менять величину Δx . Например, при $N_l = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\varepsilon = 12$, $T = 300 \text{ К}$ будем иметь $\Delta x \approx L_{Dl} = 0.23 \text{ мкм}$ для $N_a = 0$ и $\Delta x \approx x_a = 0.078 \text{ мкм}$ для $N_a = 80 N_l$.

Расчет кривой 1 на рис. 2 проведен для случая, когда промежуточный слой отсутствует, что соответствует результатам моделирования ВФХ, приведенным в работе [6]. Вид этой кривой может быть также проанализирован, используя аналитические методы рассмотрения ЛН-переходов [7]. Сравнение зависимостей 1 и 3 на рис. 2 приводит к выводу о том, что сдвиг ВФХ, соответствующий наличию промежуточного слоя с $N_a = 80 N_l$ и $x_a = 0.34 L_{Dl}$, составляет при $T = 300 \text{ К}$ величину 0.21 В и может быть определен экспериментально. Таким образом, в рассмотренном случае метод ВФХ может быть предложен для исследования промежуточных слоев как в случае специального их создания, так и при их неконтролируемом [8] возникновении. При этом чувствительность к наличию прослоек метода ВФХ может оказаться выше по сравнению с этой характеристикой, приводимой для некоторых других методов [8]. Отметим, однако, что стандартное $C-V$ -профилирование [4] может в данном случае приводить к

большим ошибкам (ср. кривые 3 и 3' на рис. 1). Это оправдывает применение математического моделирования в случаях, подобных рассматриваемому.

Приведем пример возможного использования полученных выше результатов. Пусть в область ЛН-перехода введены рекомбинационные центры таким образом, что с увеличением уровня возбуждения неравновесных носителей тока вблизи перехода величина потенциального барьера для дырок при переходе их из n -области в n^+ -область уменьшается, а обусловленная этими центрами эффективная скорость поверхностной рекомбинации $[^9]$ возрастает. Этот эффект может быть использован для изготовления приемников излучения, работающих в режиме автоограничения. Например, вводимые в кремний имплантацией легких ионов рекомбинационные центры $[^{10}]$ могут быть сосредоточены в области толщиной $d = 0.1$ мкм $[^{11}]$. Если в данном случае введением промежуточного слоя уменьшить толщину области встроенного потенциала от 0.23 мкм $> 2d$ до 0.078 мкм $< d$, то можно было бы менять крутизну переходных, а также люкс-амперных характеристик приборов рассматриваемого типа.

Таким образом, в работе методом моделирования проведен анализ влияния наличия промежуточного слоя противоположного типа легирования в ЛН-переходах на профили распределения концентрации носителей тока и встроенного потенциала, что представляется важным в связи с изготовлением на основе ЛН-переходов фоточувствительных структур. Моделирование ВФХ структур с рассматриваемыми переходами позволяет определить параметры промежуточного слоя, при которых его свойства могут быть исследованы емкостными методами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Е. В. Бузанева. Микроструктуры интегральной электроники, 304. М. (1990).
- [2] J. Guldberg, D. K. Schroder. IEEE Trans. Electron Dev., ED-18, 1029 (1971).
- [3] J. Janesick, T. Elliott, T. Daud, J. McCarthy, M. Blouke. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 570, 46 (1985).
- [4] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, т. 1, 456. М. (1984).
- [5] Р. Беллман, Р. Калаба. Квазилинеаризация и нелинейные граничные задачи, 183. М. (1968).
- [6] Ch. L. Wilson. IEEE Trans. Electron Dev., ED-27, 2262 (1980).
- [7] Z. T. Kuznicki. J. Appl. Phys., 69, 6526 (1991).
- [8] В. Е. Бахрушин, П. Н. Галкин, В. П. Токарев, И. М. Скворцов, А. И. Рожков. Электрон. техника, сер. 2, вып. 1 (210), 10(1991).
- [9] S. N. Singh, P. K. Singh. IEEE Trans. Electron Dev., ED-38, 337 (1991).
- [10] А. В. Мурель, А. П. Касаткин. Тез. докл. 9-й Всес. конф. «Взаимодействие атомных частиц с твердым телом», т. 2, 200. М. (1989).
- [11] А. П. Касаткин, А. В. Мурель, Э. В. Шитова. Изв. вузов. Физика, 31, 122 (1988).

Редактор В. В. Чалдышев