

4. Impedance spectroscopy: Theory experiment and applications / Ed. by E. Barsoukov, J.R. Macdonald. – New York : Wiley, 2005. – 595 p.
5. Милнс, А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках / А. Милнс. – М. : Мир, 1977. – 562 с.

## ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ЕМКОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА С ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ ПО РАДИАЦИОННЫМ ДЕФЕКТАМ

Н. А. Поклонский, А. И. Ковалев, С. А. Вырко, А. Т. Власов

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь, poklonski@bsu.by*

1. Прыжковой электропроводностью называют явление термически активированного туннелирования электронов между центрами локализации (дефектами структуры) в электрическом поле; см., например, [1]. Интерес для приложений представляет прыжковая миграция электронов по *rt*-дефектам – радиационным точечным дефектам одного сорта в трех зарядовых состояниях ( $Z = -1, 0, +1$ ), которые обычно приводят к стабилизации уровня Ферми в нижней половине запрещенной зоны кристаллической матрицы [2]. Полупроводниковый диод с резким плоским  $p^+n^+$ -переходом, содержащий наряду с водородоподобными донорами и акцепторами также *rt*-дефекты, будем называть  $\zeta$ -диодом.

Цель работы – численный расчет дифференциальной емкости  $\zeta$ -диода  $C_d$  как функции постоянного электрического напряжения  $U$  от внешнего источника. [Частота электрического сигнала при измерении  $C_d(U)$  должна быть меньше средней частоты прыжков электронов между *rt*-дефектами.]

2. Рассмотрим  $\zeta$ -диод, в кристаллической матрице которого равномерно распределены двухуровневые *rt*-дефекты, энергетические уровни которых  $E_1$  и  $E_2$  располагаются примерно в середине запрещенной зоны и образуют две энергетические зоны {1} и {2} (см. рис. 1а). Ширину зон {1} и {2} считаем меньше тепловой энергии  $k_B T$ . Сумма концентраций *rt*-дефектов в зарядовых состояниях  $Z = -1, 0, +1$  есть:  $N = N_{-1} + N_0 + N_{+1}$ . Через  $N_Z(\varphi(x)) = N f_Z(\varphi(x))$  обозначим концентрацию *rt*-дефектов в зарядовом состоянии  $Z$ , где  $f_Z(\varphi(x))$  – функция распределения *rt*-дефектов по зарядовым состояниям, зависящая от распределения по координате  $x$  электрического потенциала  $\varphi(x)$ . Согласно [3], функции  $f(\varphi(x))$  имеют вид:

$$f_{-1}(\varphi(x)) = \left[ 1 + \beta_2 \exp\left(\frac{E_2 + E_F - e\varphi(x)}{k_B T}\right) + \frac{\beta_2}{\beta_1} \exp\left(\frac{E_1 + E_2 + 2(E_F - e\varphi(x))}{k_B T}\right) \right]^{-1},$$

$$f_0(\varphi(x)) = \left[ 1 + \beta_1^{-1} \exp\left(\frac{E_1 + E_F - e\varphi(x)}{k_B T}\right) + \beta_2^{-1} \exp\left(-\frac{E_2 + E_F - e\varphi(x)}{k_B T}\right) \right]^{-1},$$

$$f_{+1}(\varphi(x)) = \left[ 1 + \beta_1 \exp\left(\frac{-E_1 - E_F + e\varphi(x)}{k_B T}\right) + \frac{\beta_1}{\beta_2} \exp\left(\frac{-E_1 - E_2 - 2(E_F - e\varphi(x))}{k_B T}\right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

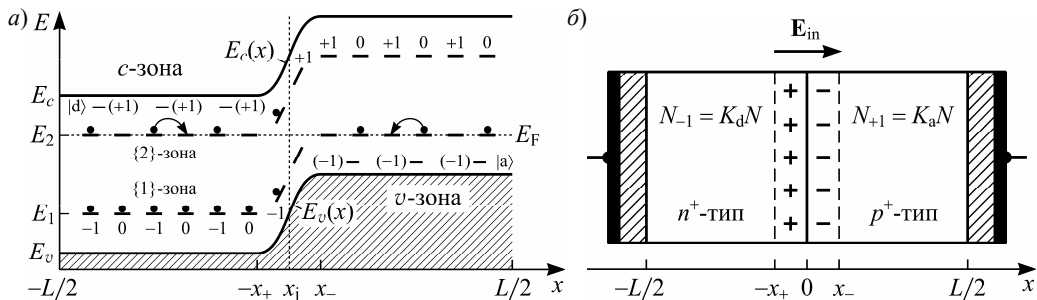
где  $\beta_1, \beta_2$  – факторы вырождения уровней энергии  $E_1$  и  $E_2$  (далее  $\beta_1 = \beta_2 = 1$ ); уровни энергии  $E_1 > 0, E_2 > 0$  и уровень Ферми  $E_F < 0$  отсчитываются от потолка  $v$ -зоны.

Профиль распределения водородоподобных примесей вдоль  $\zeta$ -диода зададим так:

$$N_d(x) = K_d N / [1 + \exp(x/l)], \quad N_a(x) = K_a N / [1 + \exp(-x/l)], \quad (2)$$

где  $l$  – параметр профиля легирования донорами и акцепторами в  $p^+n^+$ -переходе.

В области контакта  $p^+$ - и  $n^+$ -областей  $\zeta$ -диода от  $-x_+$  до  $x_-$  образуется двойной электрический слой с напряженностью поля  $E_{in}$  (см. рис. 1б). В кристаллической матрице  $\zeta$ -диода зарядовые состояния  $rt$ -дефектов перераспределяются по координате  $x$ , так как эти дефекты захватывают электроны из  $c$ -зоны или дырки из  $v$ -зоны, поставляемые водородоподобными донорами и акцепторами, а именно:  $N_{-1} = N_{d,+1} = K_d N$  – для  $n^+$ -области (от  $-L/2$  до  $-x_+$ );  $N_{+1} = N_{a,-1} = K_a N$  – для  $p^+$ -области (от  $x_-$  до  $L/2$ ).



$|d\rangle$ ,  $|a\rangle$  – положительно и отрицательно заряженные водородоподобные доноры и акцепторы соответственно;  $x_j$  – координата середины  $\zeta$ -диода;  $E_F < 0$  – уровень Ферми;  $E_1 > 0$ ,  $E_2 > 0$  – уровни энергии  $rt$ -дефектов;  $E_c(x)$ ,  $E_v(x)$  – дно  $c$ -зоны и потолок  $v$ -зоны. Стрелками показаны возможные прыжки электронов между соседними по расстоянию и/или энергии  $rt$ -дефектами

**Рисунок 1.** – Зависимость одноэлектронной энергии  $E$  от координаты  $x$  – зонная диаграмма (а) и схема (б) для  $\zeta$ -диода в отсутствие внешнего электрического поля. Металлические электроды (затенены) отделены от полупроводника тонкими изоляторами (заштрихованы). Полупроводник расположен между  $-L/2$  и  $L/2$ , двойной электрический слой – между  $-x_+$  и  $x_-$ .

В состоянии равновесия распределение зарядовых состояний дефектов  $N_Z$  определяется электрическим потенциалом  $\varphi(x)$ , удовлетворяющим уравнению Пуассона [3]:

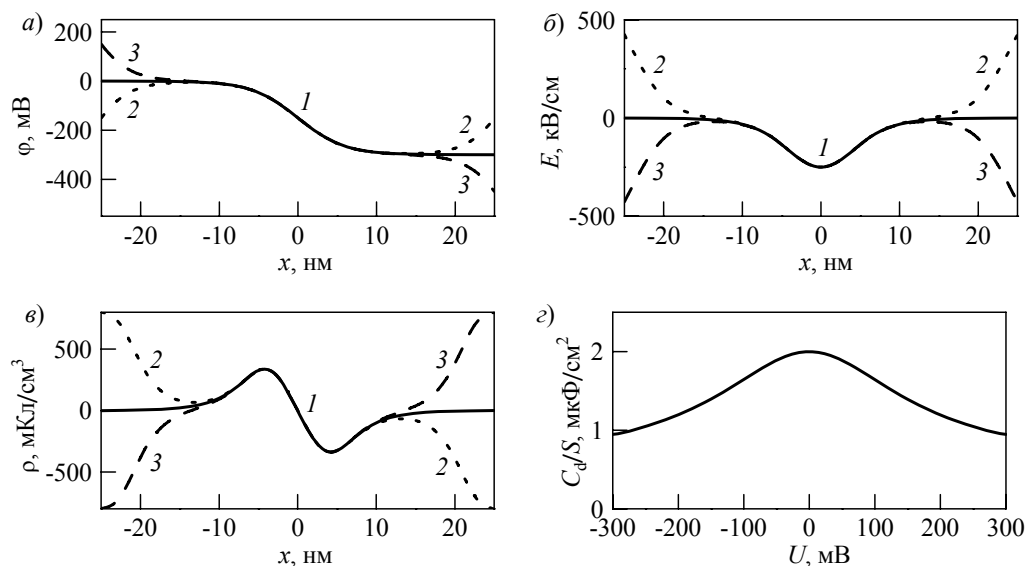
$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(\varphi, x)}{\varepsilon} = \frac{e}{\varepsilon} [N_{-1}(\varphi, x) - N_{+1}(\varphi, x) + N_a(x) - N_d(x)] \quad [3]$$

где  $\rho(\varphi, x) = \rho(\varphi(x), x)$  – объемная плотность заряда,  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$  – статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\varepsilon_0 = 8,85$  пФ/м – электрическая постоянная.

Модель  $\zeta$ -диода, т.е. уравнения (1)–(3), рассчитывалась в программном пакете MatLab 2015 для кристалла кремния со следующими параметрами:  $\varepsilon = 11,5\varepsilon_0$ ; длина  $L = 50$  нм; параметр профиля легирования водородоподобными примесями  $l = 3$  нм; полная концентрация  $rt$ -дефектов  $N = 10^{19}$  см $^{-3}$ ;  $K_d = K_a = 0,5$ ; температура  $T = 300$  К. Средние значения энергетических уровней  $rt$ -дефектов в Si взяты из [3]:  $E_1 = 250$  мэВ,  $E_2 = 550$  мэВ. Контактная разность потенциалов  $\zeta$ -диода равна  $\varphi_{bi} = -300$  мВ. Начало координат ( $x_j = 0$ ) выбрано в середине  $\zeta$ -диода.

В отсутствие внешнего электрического поля граничные условия для уравнения Пуассона (3) имеют вид:  $\varphi(-L/2) = 0$ ,  $\varphi(L/2) = \varphi_{bi}$ . Из решенного численным методом уравнения (3) найдены потенциал  $\varphi(x)$  (см. рис. 2а), напряженность электрического поля  $E(x) = -d\varphi/dx$  и плотность объемного заряда  $\rho(x) = -\varepsilon d^2\varphi/dx^2$  (рис. 2б, в). При помещении  $\zeta$ -диода между обкладками из диэлектрика (рис. 1б), к которым через металлические электроды прикладывается постоянное электрическое смещение  $U$ ,

происходит перераспределение зарядовых состояний  $rt$ -дефектов вдоль диода. Удельная дифференциальная емкость  $\zeta$ -диода определяется так:  $C_d/S = |dQ/dU|/S$ , где  $Q_+ = |Q_-| = Q$ ;  $S$  – площадь плоского  $p^+-n^+$ -перехода. Для вычисления  $C_d/S$  рассчитывался потенциал  $\phi$  при каждом значении напряжении смещения от  $U = -300$  мВ до  $U = +300$  мВ. Граничные условия для  $\zeta$ -диода принимались в виде  $\phi(-L/2) = -U/2$ ,  $\phi(L/2) = \phi_{bi} + U/2$ . Определив потенциал  $\phi$  из уравнения Пуассона (3) при указанных условиях, находилась зависимость  $Q(U)$ . Дифференцирование  $Q(U)$  по  $U$  дает удельную дифференциальную емкость  $C_d/S$  (см. рис. 2з). Наибольшее значение  $C_d/S \approx 2$  мкФ/см<sup>2</sup> достигается при нулевом напряжении смещения ( $U = 0$ ). Отметим, что при такой же концентрации водородоподобных доноров и акцепторов ( $N_d = N_a = 5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>), как и в  $\zeta$ -диоде, величина удельной дифференциальной барьерной емкости резкого плоского  $p^+-n^+$ -диода (см., например, [4])  $C_b(U)/S = \{\epsilon \epsilon_0 \epsilon_r N_d N_a / [2(N_d + N_a)(|\phi_{bi}| - U)]\}^{1/2}$ , при  $U \rightarrow 0$  равна 0,43 мкФ/см<sup>2</sup>. Так, в работе [5] при  $U = 0$  для  $T = 300$  К расчет низкочастотной дифференциальной емкости кремниевого  $p-n$ -перехода, легированного эрбием и кислородом с концентрацией эрбия  $10^{19}$  см<sup>-3</sup> дает величину  $C_d/S = 0,358$  мкФ/см<sup>2</sup>.



а) электрический потенциал  $\phi(x)$ , б) напряженность электрического поля  $E(x)$ , в) плотность объемного заряда  $\rho(x)$ , г) дифференциальная емкость  $\zeta$ -диода  $C_d(U)/S$

**Рисунок 2. – Численные расчеты при различных напряжениях смещения  $U$ :**

**1 –  $U = 0$ , 2 –  $U = +300$  мВ, 3 –  $U = -300$  мВ**

Работа поддержана республиканской программой научных исследований «Маттех».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Поклонский, Н.А. Ионизационное равновесие и прыжковая электропроводность в легированных полупроводниках / Н.А. Поклонский. – Минск : Изд. центр БГУ, 2004. – 195 с.

2. Брудный, В.Н. Модель самокомпенсации и стабилизация уровня Ферми в облученных полупроводниках // В.Н. Брудный, Н.Г. Колин, Л.С. Смирнов // ФТП. – 2007. – Т. 41, № 9. – С. 1031–1040.
3. Поклонский, Н.А. Расчет электрической емкости самокомпенсированных полупроводников с межцентровыми прыжками одного и двух электронов (на примере кремния с радиационными дефектами) / Н.А. Поклонский, С.А. Вырко, А.Г. Забродский // ФТП. – 2008. – Т. 42, № 12. – С. 1420–1425.
4. Ржевкин, К.С. Физические принципы действия полупроводниковых приборов / К.С. Ржевкин. – М. : МГУ, 1986. – 256 с.
5. Аномальные зависимости барьерной емкости диода от напряжения смещения и температуры / В.И. Мурыгин [и др.] // ФТП. – 2007. – Т. 41, № 10. – С. 1207–1213.

## ВЛИЯНИЕ ИЗОВАЛЕНТНОЙ ПРИМЕСИ КРЕМНИЯ НА ОБРАЗОВАНИЕ И ОТЖИГ КОМПЛЕКСА ДОНОР – ВАКАНСИЯ В ГЕРМАНИИ

Ю. М. Покотило, А. Н. Петух

---

*Белорусский государственный университет, Pokotilo@bsu.by*

Наиболее эффективным методом для повышения быстродействия приборов микроэлектроники является легирование кремния германием, обладающим более высокой подвижностью. Германий образует непрерывный ряд твердых растворов с кремнием. Настоящая работа посвящена исследованию влияния примеси Si на электрофизические свойства твердых растворов GeSi.

Исследования были проведены на образцах твердых растворов  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  ( $x = 0,99$ ), выращенных модифицированным методом Чохральского с низким ( $< 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) содержанием кислорода. Для сравнения использовались также кристаллы чистого германия. Кристаллы  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  были легированы фосфором, а кристаллы Ge сурьмой. Удельное сопротивление обоих типов кристаллов  $\rho \approx 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . Для измерений нестационарной емкостной спектроскопии были изготовлены диоды Шоттки путем напыления золота через маску на полированную поверхность кристаллов. Толщина слоя золота составляла 200 нм. Образцы  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  были имплантированы ионами водорода, а Ge облучены быстрыми электронами с энергией 6 МэВ дозой  $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Параметры радиационных дефектов определялись из измерений нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (*DLTS*).

На рисунке 1 представлены спектры *DLTS* для  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$  ( $x = 0,99$ ) (1) и Ge (2) при одинаковых значениях окон регистрации  $t_T = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ .

Из анализа полученных данных следует, что максимумы пиков *DLTS* в основном практически совпадают, а самых высокотемпературных существенно отличаются. Измерения спектров при различных значениях окон регистрации позволили из смещения максимумов пиков на основе зависимостей Аррениуса определить энергию  $\Delta E$  и сечение  $\sigma$  ионизации радиационных дефектов для обоих типов образцов. Данные приведены в таблице.