

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ЗАВИСИМОСТИ ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ДЛЯ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ДИОДНЫХ СТРУКТУР ПРИ РАДИАЦИОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

*Потехин Александр Александрович (niiis@niiis.nnov.ru), Забавичев Илья Юрьевич,
Пузанов Александр Сергеевич*

Филиал РФЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю. Е. Седаква», г. Нижний Новгород

В работе рассмотрена диффузионно-дрейфовая модель переноса заряда в диодных структурах с учетом зависимости подвижности от напряженности поля. Показано, что для высоковольтных низколегированных диодов на основе таких структур учет зависимости подвижности от напряженности поля вносит значительный вклад в ток обратной ветви вольт-амперной характеристики. Рассмотрен вопрос учета радиационного воздействия в подобных моделях.

Ключевые слова: диффузионно-дрейфовая модель, моделирование полупроводниковых структур, высоковольтные диоды.

ESTIMATION OF THE INFLUENCE MOBILITY DEPENDENCE ON THE FIELD STRENGTH IN SEMICONDUCTOR FOR CALCULATING DIODE STRUCTURES PARAMETERS UNDER RADIATION EXPOSURE

*Potekhin Alexander Alexandrovich (niiis@niiis.nnov.ru), Zabavichev Ilya Yurievich,
Puzanov Alexander Sergeevich*

Branch of RFNC-VNIIEF «NIIS named after Yu. Ye. Sedakov», Nizhny Novgorod

The paper considers the diffusion-drift model of charge transfer in diode structures, taking into account the mobility dependence on the field strength. It is shown that for high-voltage low-doped diodes based on such structures, taking into account the dependence of the mobility on the field strength, makes significant contribution to the current of the current-voltage reverse branch characteristics. Taking into account the radiation effect in such models is considered.

Key words: diffusion-drift model, semiconductor structures simulation, high-voltage diodes.

Введение

Основным трендом микроэлектроники последнего десятилетия является уменьшение топологических размеров используемой элементной базы. Также это важно и для приборостроения, т. к. заказчики предъявляют все более жесткие требования к массогабаритным характеристикам аппаратуры (в том числе и двойного назначения). Наиболее крупными блоками в современной радиоэлектронной аппаратуре являются элементы систем управления питанием, как первичным (220 В) так и вторичным (12 В, 5 В, 3,3 В, 3,0 В и т. д.). Зачастую, входные цепи первичных цепей питания включают в себя стабилизирующие элементы и цепи преобразования переменного

тока в постоянный (съемы «диодный мост» и прочие). Для стабилизации и преобразования переменного тока в основном используются высоковольтные диоды. Основным отличием таких диодов является высокое напряжение пробоя, достигаемое использованием низколегированных диодных структур [1]. Однако, у низколегированных структур при приложении напряжения обратной полярности в значительной степени увеличивается область пространственного заряда, характеризующаяся высокими значениями напряженности поля в ней. В случае уменьшения геометрических размеров таких структур, процессы протекающие в области пространственного заряда будут иметь решающее значение в формировании выходного тока обратно смещенного диода.

В качестве доминирующей особенности переноса через область пространственного заряда можно выделить зависимость подвижности носителей заряда от напряженности поля внутри этой области.

Работа посвящена математическому моделированию процессов, проходящих в низколегированных диодных структурах с использованием диффузионно-дрейфовой модели с учетом зависимости подвижности от напряженности поля, а также учета данного процесса при моделировании поведения подобных структур при воздействии проникающих излучений. Представленная в работе модель является развитием моделей [2–5], разрабатываемых коллективом авторов данной работы.

Математическая модель

В качестве исходной модели для расчета параметров диодных структур была использована диффузионно-дрейфовая модель, включающая в себя уравнения для плотностей токов дырок и электронов (4–5), уравнение Пуассона (1), уравнения непрерывности для электронов и дырок (2–3):

$$\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + (N_d - N_a - n + p) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{pn - n_i^2}{\tau_p(n + n_i) + \tau_n(p + n_i)}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{pn - n_i^2}{\tau_p(n + n_i) + \tau_n(p + n_i)}, \quad (3)$$

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (4)$$

$$j_p = qn\mu_p E - qD_p \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (5)$$

где μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок, D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок, j_n и j_p – плотности электрического тока электронов и дырок, τ_n и τ_p – времена релаксации электронов и дырок, E – напряженность электрического поля, ε – диэлектрическая проницаемость материала, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, ϕ – потенциал электрического поля, q – элементарный заряд, N_d и N_a – концентрации доноров и акцепторов, n_i – собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике.

Граничные условия представлены в виде:

$$n_{L,R} = \frac{N_d - N_a}{2} + \sqrt{\frac{(N_d - N_a)^2}{4} + n_i^2} \approx N_d - N_a,$$

$$p_{L,R} = \frac{n_i^2}{n} \approx \frac{n_i^2}{N_d - N_a}, \text{ если } N_d - N_a > 0, \quad (6)$$

$$p_{L,R} = \frac{N_a - N_d}{2} + \sqrt{\frac{(N_a - N_d)^2}{4} + n_i^2} \approx N_a - N_d,$$

$$n_{L,R} = \frac{n_i^2}{p} \approx \frac{n_i^2}{N_a - N_d}, \text{ если } N_a - N_d > 0, \quad (7)$$

$$\phi_{L,R} = U_{L,R} + \frac{k_B T}{q} \text{sign}(N_d - N_a) \times$$

$$\times \ln \left(\frac{\frac{|N_d - N_a|}{2} + \sqrt{\frac{(N_d - N_a)^2}{4} + n_i^2}}{n_i} \right), \quad (8)$$

где $n_{L,R}$ – концентрация электронов на левой и правой границах структуры, $p_{L,R}$ – концентрация дырок на левой и правой границах структуры, $\phi_{L,R}$ – потенциалы для левой и правой границах структуры, $U_{L,R}$ – разность потенциалов, приложенная к левой и правой границам структуры, соответственно.

Начальные условия для расчетов представлены следующим образом:

$$n_i = N_d, \quad (9)$$

$$p_i = N_a. \quad (10)$$

Ввиду большого разброса значений параметров используемых в модели и для предотвращения потери данных из-за ограничения машинной точности необходимо применить к системе (1–5) нормировку. Нормировочные коэффициенты представлены в таблице.

Нормировочные коэффициенты для системы уравнений (1–5)

Нормируемая величина	Условное обозначение	Нормировочный коэффициент
Потенциал	ϕ	$\phi_0 = \frac{k_B T_0}{q}$
Концентрация	n, p, N_d, N_a	$N_0 = \max(N_d(x), N_a(x))$
Подвижность	μ_n, μ_p	$\mu_0 = \max(\mu_n(x), \mu_p(x))$
Пространство	x	x_0
Время	t	$t_0 = \frac{x_0^2}{\Phi_0 \mu_0}$
Плотность тока	j_n, j_p	$j_0 = \frac{q \mu_0 N_0 \Phi_0}{x_0}$

Тогда систему (1-5) можно представить в виде:

$$\kappa^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + (N_d - N_a - n + p) = 0, \text{ где } \kappa^2 = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \phi_0}{q x_0^2 N_0}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{pn - n_i^2}{\tau_p (n + n_i) + \tau_n (p + n_i)}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{pn - n_i^2}{\tau_p (n + n_i) + \tau_n (p + n_i)}, \quad (13)$$

$$j_n = \mu_n \left(-n \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} \right), \quad (14)$$

$$j_p = \mu_p \left(-p \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x} \right). \quad (15)$$

В рассматриваемой модели граница перехода для легирующей примеси имеет форму «ступеньки». В связи с этим, при рассмотрении уравнений (14) и (15) на границе перехода может возникнуть сильный градиент, что вызовет появление значительной погрешности при численном решении уравнений (14) и (15). Поэтому, в соответствии с [6, 7] использовалась аппроксимация Шарфеттера – Гуммеля:

$$j_n = \mu_n \left(-n \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} \right) = \mu_n \exp(\phi) \frac{\partial}{\partial x} (n \exp(-\phi)), \quad (16)$$

$$\begin{aligned} j_p &= \mu_p \left(-p \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x} \right) = \\ &= -\mu_p \exp(-\phi) \frac{\partial}{\partial x} (p \exp(\phi)). \end{aligned} \quad (17)$$

При использовании данной аппроксимации (как показано в [6, 7]), погрешность, вносимая «ступенькой» сводится к минимальным значениям, которые не вносят существенный вклад в результирующие значения плотностей токов электронов и дырок.

При введении зависимости подвижности от напряженности поля внутри структуры данная зависимость вводится через скорости переноса электронов и дырок [8] следующим образом:

$$v_n(E) = \frac{\mu_n E}{\sqrt{1 + (\mu_n E / v_s)^2}}, \quad (18)$$

$$v_p(E) = \frac{\mu_p E}{1 + (\mu_p E / v_s)}, \quad (19)$$

где $v_s = 10^7$ см/с, μ_n – подвижность электронов, μ_p – подвижность дырок.

Проведем дискретизацию уравнений (11–15):

$$\begin{aligned} (j_n)_{i+1/2} &= \frac{(\mu_n)_{i+1/2}}{h} \times \\ &\times \left(n_{i+1} \exp\left(\frac{\phi_i - \phi_{i+1}}{2}\right) - n_i \exp\left(\frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{2}\right) \right), \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} (j_p)_{i+1/2} &= -\frac{(\mu_p)_{i+1/2}}{h} \times \\ &\times \left(p_{i+1} \exp\left(\frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{2}\right) - p_i \exp\left(\frac{\phi_i - \phi_{i+1}}{2}\right) \right), \end{aligned} \quad (21)$$

$$\kappa^2 \frac{\phi_{i-1} - 2\phi_i + \phi_{i+1}}{h^2} + ((N_d)_i - (N_a)_i - n_i + p_i) = 0, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_i}{dt} &= \frac{(j_n)_{i+1/2} - (j_n)_{i-1/2}}{2h} - \\ &- \frac{p_i n_i - n_0^2}{\tau_p (n_i + n_0) + \tau_n (p_i + n_0)}, \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{dp_i}{dt} &= -\frac{(j_p)_{i+1/2} - (j_p)_{i-1/2}}{2h} - \\ &- \frac{p_i n_i - n_0^2}{\tau_p (n_i + n_0) + \tau_n (p_i + n_0)}. \end{aligned} \quad (24)$$

Определим значения базисных функций $\{\phi, n, p, (j_n)_{i+1/2}, (j_p)_{i+1/2}\}$ в следующем виде: $u = \{u_i\}$, $u_{5i-4} = \phi_i$, $u_{5i-3} = n_i$, $u_{5i-2} = p_i$, $u_{5i-1} = (j_n)_{i+1/2}$, $u_{5i} = (j_p)_{i+1/2}$, тогда векторная функция нормированных пространственно-дискретизированных правых частей системы уравнений переноса носителей заряда записывается в виде:

$$f_{5i-4} = \kappa^2 \frac{u_{5i-9} - 2u_{5i-4} + u_{5i+1}}{h^2} + (N_i - u_{5i-3} + u_{5i-2}), \quad (25)$$

$$f_{5i-3} = \frac{u_{5i-1} - u_{5i-6}}{h} - \frac{u_{5i-2} u_{5i-3} - n_i^2}{\tau_p (u_{5i-3} + n_i) + \tau_n (u_{5i-2} + n_i)}, \quad (26)$$

$$f_{5i-2} = \frac{u_{5i-5} - u_{5i}}{h} - \frac{u_{5i-2} u_{5i-3} - n_i^2}{\tau_p (u_{5i-3} + n_i) + \tau_n (u_{5i-2} + n_i)}, \quad (27)$$

$$f_{5i-1} = \begin{cases} \frac{\mu_{n0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu_{n0}}{v_s} \frac{u_{5i-4} - u_{5i+1}}{h}\right)^2}} \frac{u_{5i-4} - u_{5i+1}}{h} \frac{u_{5i+2} - u_{5i-3}}{1 - \exp(u_{5i+1} - u_{5i-4})} \exp(u_{5i+1} - u_{5i-4}) - u_{5i-1} & u_{5i+1} \neq u_{5i-4} \\ \mu_{n0} \frac{u_{5i+2} - u_{5i-3}}{h} - u_{5i-1} & u_{5i+1} = u_{5i-4} \end{cases}, \quad (28)$$

$$f_{5i} = \begin{cases} \frac{\mu_{p0}}{1 + \frac{\mu_{n0}}{v_s} \frac{u_{5i-4} - u_{5i+1}}{h}} \frac{u_{5i-4} - u_{5i+1}}{h} \frac{u_{5i+3} - u_{5i-2}}{1 - \exp(u_{5i-4} - u_{5i+1})} \exp(u_{5i-4} - u_{5i+1}) - u_{5i} & u_{5i+1} \neq u_{5i-4} \\ \mu_{p0} \frac{u_{5i-2} - u_{5i+3}}{h} - u_{5i} & u_{5i+1} = u_{5i-4} \end{cases}. \quad (29)$$

В дальнейшем, для данного функционала был рассчитан якобиан, но в данной работе он приводиться не будет.

Результаты моделирования и их обсуждение

В качестве модельной структуры были рассмотрены три структуры с одинаковыми технологическими характеристиками (материал, уровни легирования, профиль легирования), но разной длиной, а именно 50 мкм, 100 мкм и 200 мкм. Было проведено моделирование переноса носителей заряда в диффузионно-дрейфовом приближении с учетом зависимости подвижности от напряженности поля в структуре и без учета данного явления. Наиболее сильные отличия получены при моделировании обратной ветви вольт-амперных характеристик структуры размером 50 мкм и предельных уровнях значения обратного напряжения, приложенного к структуре (рис. 1).

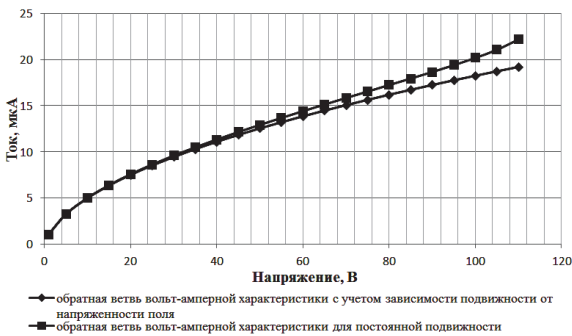


Рис. 1. Сравнение расчетных вольт-амперных характеристик для модели с учетом зависимости подвижности от напряженности поля и для модели с постоянной подвижностью

Далее было проведено сравнение процентного прироста уровня тока от напряжения для всех модельных образцов (рис. 2).

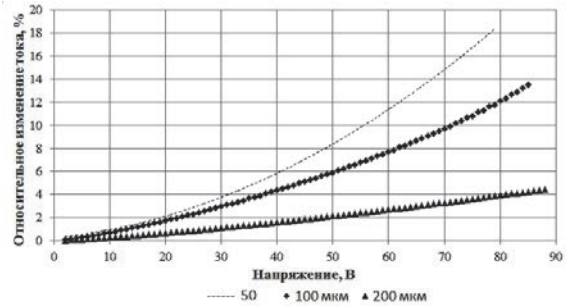


Рис. 2. Сравнительная характеристика (в процентах) для трех различных длин расчетной структуры (прочие параметры оставались неизменными)

Такое отличие объясняется нивелированием эффектов, связанных с изменением подвижности в области пространственного заряда за счет того, что в длинных структурах будут преобладать эффекты, связанные с объемным материалом.

Учет радиационного воздействия в подобных структурах можно провести в соответствии с [8]. В [8] показано, что при воздействии нейтронов будет происходить деградация примесных центров, а как следствие и изменение концентрации свободных носителей заряда, что будет косвенным образом влиять на подвижность. Для модельной структуры длиной 50 мкм было проведено моделирование радиационного воздействия, результатом которого стало изменение концентрации носителей в 2 раза (рис. 3).

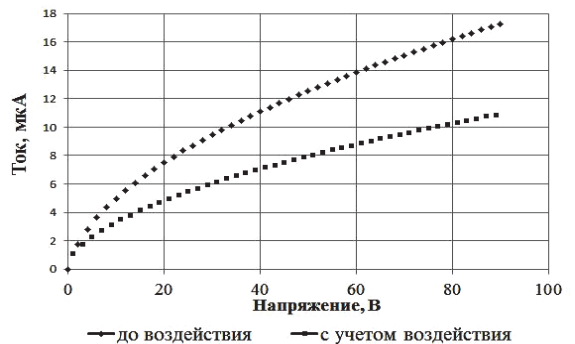


Рис. 3. Моделирование радиационного воздействия на структуру длиной 50 мкм

Список литературы

1. Оболенская Е. С., Васин А. А., Тарасова Е. А., Хананова А. А., Линев А. В., Иванов А. Б., Пузанов А. С., Оболенский С. В. Применение физикотопологического моделирования для анализа радиационной стойкости серийных полупроводниковых приборов // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2018. Вып. 4. С. 10–17.
2. Пузанов А. С., Оболенский С. В., Козлов В. А. Применение локально-неравновесной диффузионно-дрейфовой модели Каттанео-Вернотта для описания релаксации фототока в диодных структурах при воздействии субпикосекундных импульсов ионизирующих излучений // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52, № 11. С. 1295–1299.
3. Забавичев И. Ю., Потехин А. А., Пузанов А. С., Оболенский С. В., Козлов В. А. Моделирование образования каскада смещений и переходных ионизационных процессов в кремниевых полупроводниковых структурах при нейтронном воздействии // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 9. С. 1279–1284.
4. Пузанов А. С., Оболенский С. В. Особенности переноса электронов в биполярных транзисторных структурах с тонкой базой при воздействии потока квантов высоких энергий // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 304–312.
5. Забавичев И. Ю., Оболенская Е. С., Потехин А. А., Пузанов А. С., Оболенский С. В., Козлов В. А. Транспорт горячих носителей заряда в Si, GaAs, InGaAs и GaN субмикронных полупроводниковых структурах с нанометровыми кластерами радиационных дефектов // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1489–1492.
6. Scharfetter D.L., Gummel H.K. Large-signal analysis of a silicon Read diode oscillator. IEEE Trans. Electron Devices, 1969. Vol. 16. N 1. P. 64–77.
7. Kulikovskiy A.A. A more accurate Scharfetter-Gummel algorithm of electron transport for semiconductor and gas discharge simulation. J. Comput. Phys., 1995. Vol. 119. N 1. P. 149–155.
8. Агаханян Т. М., Аствацатурьян Е. Р., Скоробогатов П. К. Радиационные эффекты в интегральных микросхемах. М.: Энергоатомиздат, 1989. С. 256.