

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СУБМИКРОННЫХ СТРУКТУРАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПРОНИКАЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

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

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

Проведено численное моделирование изменения процессов переноса носителей заряда после радиационного воздействия в GaAs $n^+ - n - n^+$ структурах при помощи метода Монте-Карло. Для каждого исследуемого потенциала рассеяния были получены оптимальные значения параметров модели, при которых результаты численного расчета согласуются с экспериментальными данными изменения подвижности электронов при нейтронном воздействии. Продемонстрировано, что вид потенциала рассеяния на радиационных дефектах определяет динамику всплеска скорости во времени и пространстве в коротких структурах.

Ключевые слова: метод Монте-Карло, кластер радиационных дефектов, эффект всплеска скорости.

CHARGE CARRIER TRANSPORT FEATURES IN SEMICONDUCTOR SUBMICRON STRUCTURES UNDER RADIATION EXPOSURE

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

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

A numerical simulation of the charge carrier transport changes after radiation exposure in GaAs $n^+ - n - n^+$ structures was performed by Monte Carlo method. For each scattering potential under study, the optimal values of model parameters were determined at which the calculation results are consistent with experimental data of electron mobility changes after neutron flux exposure. It is demonstrated that radiation defect scattering potential type determines the space and time overshoot velocity dynamics effects in short channel structures.

Key words: Monte-Carlo method, radiation defect cluster, overshoot velocity effect.

Введение

Уменьшение размеров полупроводниковых структур и связанное с этим улучшение их рабочих характеристик являются основными направлениями развития современной твердотельной электроники [1]. Так как размеры активных областей современных биполярных и полевых транзисторов становятся сравнимы с длиной релаксации энергии электронов, физические эффекты, связанные с горячими носителями заряда [2, 3], начинают сильнее влиять на процессы переноса носителей заряда. К подобным эффектам относится всплеск дрейфовой скорости электро-

нов и дырок в быстропеременных и резконеоднородных электрических полях.

Воздействие потока нейтронов мгновенного спектра деления на полупроводниковые элементы приводит к возникновению областей разупорядочения – кластеров радиационных дефектов, на которых рассеиваются носители заряда. Активная область современных приборов микро- и наноэлектроники после воздействия проникающих излучений будет содержать десятки рассеивающих центров, т. к. размеры разупорядоченных областей согласно теоретическим и экспериментальным исследованиям [4, 5] составляют порядка 10 нм. Это позволяет для описания механизма рассеяния использовать усредненные

характеристики кластеров радиационных дефектов. Явление всплеска скорости определяет максимальное быстродействие современных транзисторных структур, поэтому исследование изменения динамики дрейфовой скорости носителей заряда при радиационном воздействии является актуальной задачей.

Существующие модели рассматривают кластер радиационных дефектов как скопление дефектов сферической или эллипсоидальной формы [6, 7], в которых из-за наличия структурных повреждений кристаллической решетки материала свойства отличаются от свойств окружающего их «неповрежденного» полупроводника. В настоящее время разными исследовательскими группами были предложены несколько моделей внутренней структуры кластеров радиационных дефектов [8–10].

В данной работе проведен сравнительный анализ результатов расчетов изменения процессов переноса носителей заряда в $n^+n^-n^+$ структуре на основе GaAs после радиационного воздействия, выполненных для различных моделей потенциала рассеяния на кластерах радиационных дефектов. Было исследовано изменение подвижности электронов, а также нестационарных и неоднородных эффектов переноса носителей заряда после воздействия потока нейтронов, связанных со всплеском скорости электронов во времени и в пространстве для модельных распределений напряженности электрического поля в коротких структурах.

Математическая модель

Воздействие потока нейтронов при моделировании методом Монте-Карло процессов переноса носителей заряда в полупроводниковых приборах можно учесть с помощью дополнительных механизмов рассеяния на кластерах радиационных дефектов. Механизм рассеяния определяется функциональной зависимостью частоты рассеяния электронов от энергии носителей заряда и функцией распределения углов после акта рассеяния. Для вычисления данных функций необходимо определить потенциал рассеяния.

Потенциал «жесткой сердцевины» имеет следующий вид:

$$U(r) = \begin{cases} \infty, & r < a \\ 0, & r > a \end{cases}, \quad (1)$$

где a – радиус сферы бесконечного потенциала определяется следующим выражением:

$$a = r_1 + r_2, \\ r_2 = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 k_B T}{q^2 N_d}}, \quad (2)$$

где r_1 – размер разупорядоченной области, r_2 – размер области пространственного заряда, который определяется длиной Дебая в материале, q – заряд электрона, N_d – концентрация легирующей донорной

примеси, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, k_B – постоянная Больцмана, T – температура электронного газа. Возможность использования для моделирования потенциала «жесткой сердцевины» обусловлена тем, что в объемном полупроводнике носители заряда имеют максвелловское распределение по энергии. В этом случае кластер радиационных дефектов можно представить, как абсолютно непрозрачный рассеивающий центр.

В оригинальной работе Госсика [8] была предложена модель разупорядоченной области, для которой граничные условия уравнения Пуассона в сферических координатах могут быть записаны следующим образом:

$$U = const, \quad r < r_0, \\ \nabla^2 U = \frac{qN_1}{\epsilon\epsilon_0}, \quad r_0 < r < r_1, \\ \nabla^2 U = \frac{qN_d}{\epsilon\epsilon_0}, \quad r_1 < r < r_2, \\ U = 0, \quad r > r_2, \quad (3)$$

где r_0 – размер нейтрального ядра, r_1 – размер отрицательно заряженной области, r_2 – размер области пространственного заряда, N_1 – концентрация заряженных дефектов, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Следующее условие должно выполняться для сохранения электронейтральности материала:

$$(r_1^3 - r_0^3)N_1 = (r_2^3 - r_1^3)N_d. \quad (4)$$

В работе [9] было предложено альтернативное описание распределение заряда сферической формы без нейтральной центральной области для полупроводника n -типа. В этом случае уравнение Пуассона в сферических координатах и условие электронейтральности описываются следующими выражениями:

$$\nabla^2 U = \frac{qN_1}{\epsilon\epsilon_0}, \quad 0 < r < r_1, \\ \nabla^2 U = \frac{qN_d}{\epsilon\epsilon_0}, \quad r_1 < r < r_2, \\ U = 0, \quad r > r_2. \quad (5)$$

В этом случае условие электронейтральности записывается в виде:

$$r_1^3 N_1 = (r_2^3 - r_1^3) N_d. \quad (6)$$

Потенциалы рассеяния, определяемые выражениями (3) и (5), отличаются только наличием нейтральной области, физический смысл которой заключается в следующем. В первом случае (выражение (3)) захват носителей заряда происходит дефектами, расположенными на периферии разупорядоченной области.

доченной области, что в свою очередь препятствует проникновению электронов в центр кластера радиационных дефектов, где и формируется электрически нейтральная область. Во втором случае (выражение (5)) предполагается равномерная зарядка энергетических уровней дефектов по всему объему кластера.

Расчет частоты рассеяния основаны на сферической модели твердого тела [11] и включает в себя расчет полного сечений рассеяния σ_c с помощью выражений (7) и (8):

$$f(\theta) = \frac{-2m_e}{h^2} \int_0^\infty \frac{\sin(2kr \cdot \sin(\theta/2))}{2kr \cdot \sin(\theta/2)} U(r) r^2 dr, \quad (7)$$

$$\sigma_c = 2\pi \int_0^\pi |f(\theta)|^2 \sin(\theta) d\theta, \quad (8)$$

где k – волновой вектор, θ – угол рассеяния в лабораторной инерциальной системе координат, связанной с рассеивающим центром, r – расстояние до рассеивающего центра, $f(\theta)$ – амплитуда рассеяния, m_e – масса электрона, \hbar – постоянная Планка.

Полное сечение рассеяния вместе с концентрацией рассеивающих центров N_{cl} и скоростью подвижных носителей заряда v определяют частоту рассеяния λ в зависимости от энергии носителей заряда W в соответствии с выражением (9):

$$\lambda(W) = N_{cl} \sigma_c(W) v(W). \quad (9)$$

Концентрация рассеивающих центров прямо пропорционально зависит от потока нейтронов F_n :

$$N_{cl} = f F_n, \quad (10)$$

где f – коэффициент пропорциональности, зависящий только от потенциала рассеяния. Согласно методики, представленной в [12, 13], значение данного коэффициента связано сечением рассеяния нейтронов и концентрацией атомов вещества и лежит в диапазоне 0,1...0,2, что соответствует приближению, когда каждое взаимодействие нейтрона с атомом вещества приводит к образованию одного кластера радиационных дефектов.

Аналитическое выражение для частоты рассеяния возможно получить только для потенциала «жесткой сердцевины», которое описывается следующим соотношением [14]:

$$\lambda_{HS}(W) = 2\pi a^2 N_{cl} \sqrt{\frac{2W}{m_e}}. \quad (11)$$

Для вычисления частот рассеяния, основанных на потенциалах [8] и [9], необходимо использовать численное интегрирование. На рис. 1 представлены результаты расчетов трех частот рассеяния в зависимости от энергии носителей заряда для Γ -, L - и X -долин для значений параметров, указанных в табл. 1.

Размер кластера радиационных дефектов r_1 в GaAs, образованных при воздействии потока мгновенных нейтронов спектра деления, составляет 11 нм [7, 15, 16]. Значение потока нейтронов F_n для расчетов было выбрано равным $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, так как данный уровень является предельно достижимым для современных приборов микроэлектроники и актуальным для перспективных приборов нанозлектроники. Для потенциалов [8] и [9] концентрации электронов, захваченных на глубокие энергетические уровни, выбраны таким образом, чтобы высота потенциального барьера в обоих случаях равнялась 0,9 эВ, что соответствует изменению положения уровня Ферми в облученных образцах GaAs [17]. Значения параметра f для каждого потенциала были выбраны исходя из требования, что расчеты изменения подвижности носителей заряда после радиационного воздействия имели минимальное отклонение в пределах погрешности от результатов экспериментов.

Необходимо отметить, что только для потенциала «жесткой сердцевины» значение данного параметра соответствует теоретической оценке, а для остальных потенциалов данное значение меньше на два порядка. Это может свидетельствовать о том, что в действительности методика [12, 13] позволяет оценить максимально возможную концентрацию кластеров радиационных дефектов, не учитывая при этом процессы стабилизации и отжига.

Таблица 1

Значения параметров потенциалов рассеяния на кластерах радиационных дефектов

Потенциал	$N_d, \text{ см}^{-3}$	$F_n, \text{ см}^{-2}$	$r_0, \text{ нм}$	$r_1, \text{ нм}$	$r_2, \text{ нм}$	f
«Жесткая сердцевина»	10 ¹⁷	5 · 10 ¹⁵	–	11	23	9 · 10 ⁻²
Потенциал Госсика [8]			9		61	2,5 · 10 ⁻⁴
Потенциал Флеминга [9]			–		53	3 · 10 ⁻⁴

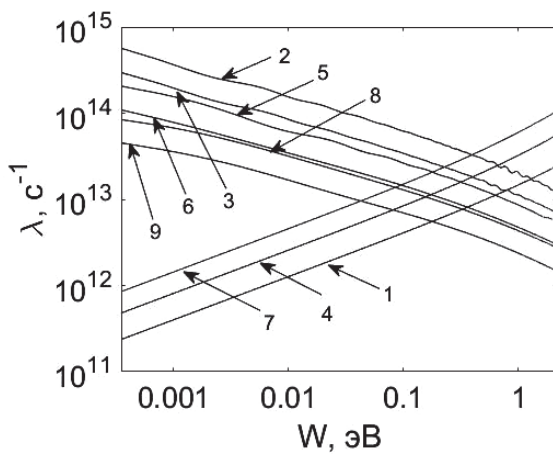


Рис. 1. Зависимости частот рассеяния λ на кластерах радиационных дефектов от энергии носителей заряда W : для Γ -долины: 1 – потенциал «жесткой сердцевины», 2 – потенциал Флеминга, 3 – потенциал Госсика; для L -долины: 4 – потенциал «жесткой сердцевины», 5 – потенциал Флеминга, 6 – потенциал Госсика; для X -долины: 7 – потенциал «жесткой сердцевины», 8 – потенциал Флеминга, 9 – потенциал Госсика. Тип радиационного воздействия: поток нейтронов $F_n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$

Из графиков, представленных на рис. 1, следует, что характер рассеяние с ростом энергии носителей заряда на потенциале «жесткой сердцевины» кардинально отличается от потенциалов [8] и [9]: вероятность рассеяния с ростом энергии носителей заряда увеличивается, тогда, как для двух других исследуемых потенциалов она наоборот уменьшается.

При расчетах предполагалось, что рассеяние на кластерах радиационных дефектов является малоугловым, а угол рассеяния χ в системе отсчета с неподвижным центром инерции зависит от рассеивающего потенциала следующим образом [18]:

$$\chi = \pi - \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{b/r^2}{\sqrt{1 - b^2/r^2 - U(r)/W}} dr, \quad (12)$$

где b – прицельный параметр, а величина r_{\min} определяется следующим выражением:

$$1 - \frac{b^2}{2r_{\min}^2} - \frac{U(r_{\min})}{W} = 0. \quad (13)$$

Для потенциала «жесткой сердцевины» угол рассеяния является случайным, не зависит от энергии носителей заряда и описывается аналитическим выражением (14), для двух оставшихся потенциалов угол вычисляется путем численного интегрирования:

$$\chi = \arccos\left(1 - 2 \cdot \frac{b}{a}\right). \quad (14)$$

На рис. 2 представлены результаты расчетов функций плотности вероятности угла рассеяния исследуемых потенциалов для энергии электронов 0,04 эВ и 0,2 эВ.

Из представленных данных следует, что углы рассеяния для потенциалов [8] и [9] с уменьшением энергии носителей заряда имеют распределения близкие к равномерным распределениям. При этом сохраняются кардинальные различия по сравнению с потенциалом «жесткой сердцевины».

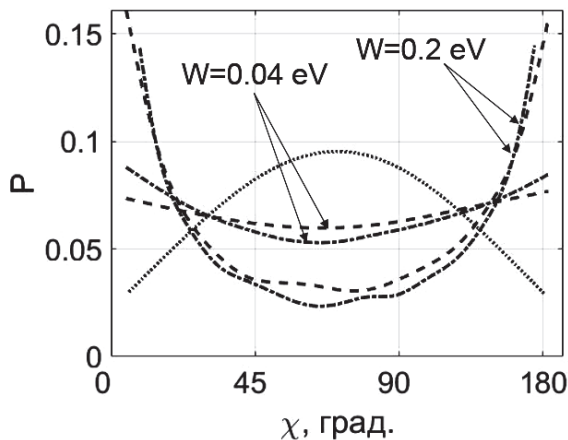


Рис. 2. Функции плотности распределения угла рассеяния χ на кластерах радиационных дефектов для различных энергий носителей заряда W : \cdots – потенциал «жесткой сердцевины», $---$ – потенциал Флеминга, $- \cdot -$ – потенциал Госсика

Результаты расчетов

При помощи метода Монте-Карло было рассчитано изменение подвижности носителей заряда при $T=300$ К в n -GaAs образце с уровнем легирования $N_d = 10^{17}$ см $^{-3}$, что соответствует концентрациям доноров в современных $n^+ - n - n^+$ наноструктурах (табл. 2).

При расчетах предполагалось, что рассеяние на кластерах радиационных дефектов носит упругий характер. Из сравнения с экспериментальными данными [19] следует, что, несмотря на представленные ранее различия, все потенциалы рассеяния корректно описывают изменение подвижности носителей заряда в результате радиационного воздействия. Это связано с тем, что подвижность является интегральной величиной, которая зависит от функции распределения носителей заряда по энергии. Для термализованных электронов она описывается распределением Максвелла, поэтому весомый вклад в значение по-

движности вносят носители заряда, чья энергия меньше $\frac{3}{2}k_B T$. А как следует из зависимостей, представленных на рис. 2, в данном диапазоне энергий функции распределения углов рассеяния всех рассматриваемых потенциалов становятся похожи, что приводит к практически одинаковым значениям средней дрейфовой скорости электронов.

Для моделирования эффекта всплеска скорости во времени (рис. 3) к n -GaAs образцу с уровнем легирования $N_d = 10^{17}$ см $^{-3}$ прикладывался импульс напряженности электрического поля 10 кВ/см продолжительностью 8 пс. Условия численного расчета: GaAs образец с концентрацией доноров $N_d = 10^{17}$ см $^{-3}$, поток нейтронов $F_n = 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$. На врезках рис. 3,а и рис. 3,б представлена зависимость напряженности электрического поля от времени.

Таблица 2

Изменение подвижности носителей заряда после радиационного воздействия: сравнение экспериментальных данных и результатов расчета для различных потенциалов рассеяния на кластерах радиационных дефектов. Условия численного расчета: n -GaAs образец с концентрацией доноров $N_d = 10^{17}$ см $^{-3}$, поток нейтронов $F_n = 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$

Поток нейтронов, част./см 2	Эксперимент [19], μ_0 , см 2 В $^{-1}$ с $^{-1}$	Потенциал «жесткой сердцевины»		Потенциал Флеминга [9]		Потенциал Госсика [8]	
		μ , см 2 В $^{-1}$ с $^{-1}$	$\Delta\mu/\mu_0$, %	μ , см 2 В $^{-1}$ с $^{-1}$	$\Delta\mu/\mu_0$, %	μ , см 2 В $^{-1}$ с $^{-1}$	$\Delta\mu/\mu_0$, %
0	4948	4950	0,04	4950	0,04	4950	0,04
10^{13}	4943	4937	0,12	4933	0,2	4938	0,13
5×10^{13}	4924	4921	0,06	4919	0,1	4918	0,12
10^{14}	4898	4934	0,73	4880	0,36	4830	1,38
5×10^{14}	4723	4665	1,22	4660	1,33	4710	0,27
10^{15}	4487	4479	0,17	4530	0,95	4509	0,5
5×10^{15}	3349	3275	2,2	3360	0,32	3340	0,26

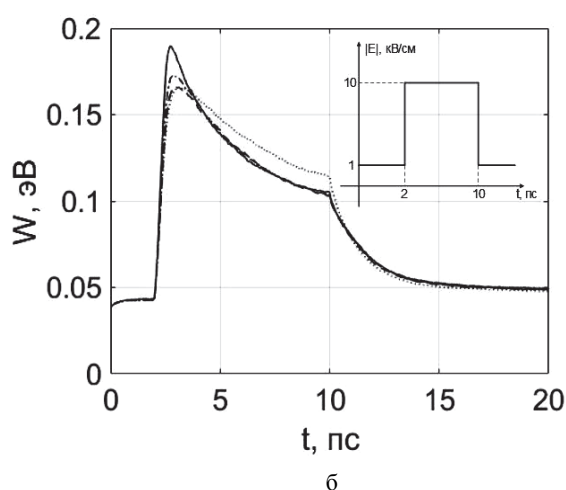
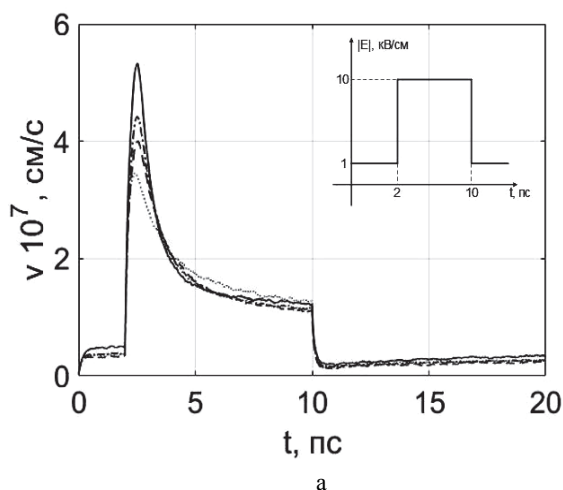


Рис. 3. Временные зависимости носителей заряда: а – дрейфовой скорости, б – средней энергии; — до радиационного воздействия, потенциал «жесткой сердцевины», --- потенциал Флеминга, - · - · - потенциал Госсика

Результаты моделирования эффекта всплеска скорости во времени показывают существенное различие между потенциалами [8] и [9] и потенциалом жесткой сердцевины, несмотря на то, что значения параметров всех потенциалов откалиброваны по экспериментальным данным.

При моделировании эффекта всплеска скорости в пространстве объектом исследований выступала n^+-n-n^+ структура на основе GaAs, моделирующая канал полевого транзистора. Концентрация носителей заряда в n^+ -области задавалась равной 10^{20} см^{-3} , в n -области – 10^{17} см^{-3} , чтобы в ней сосредотачивалось приложенное электрическое поле. Общая длина структуры составляла 100 нм, длина n -области – 20 нм. Температура кристаллической решетки предполагалась равной 300 К, разогрев структуры протекающим током не учитывался ввиду его малости.

Для моделирования эффекта всплеска скорости в пространстве к структуре прикладывалось постоянное напряжение 0,6 В. В результате в n -области создается электрическое поле максимальной напряженностью 600 кВ/см, вне данной области электрическое поле практически отсутствует. Количественные изменения эффекта всплеска скорости носителей заряда исследовались для случая воздействия потока мгновенных нейтронов спектра деления $F_n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Уровень радиационного воздействия выбран таким, чтобы частота рассеяния на радиационных дефектах была больше других частот рассеяния, что приводит к преобладанию рассеяния на радиационных дефектах над другими механизмами.

Результаты моделирования эффекта всплеска скорости в пространстве (рис. 4) для распределений напряженности электрического поля в пространстве также показывают существенное различие между

потенциалами [8] и [9] и потенциалом жесткой сердцевины, как и в случае эффекта всплеска скорости во времени. Тип радиационного воздействия: поток нейтронов $F_n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. На врезках рис. 4,а и рис. 4,б представлена зависимость напряженности электрического поля в пространстве.

Значения рассчитанных максимальных дрейфовых скоростей отличаются почти в 1,5 раза, а токов – в 1,2 раза (табл. 3), что значительно больше погрешности моделирования.

Это может быть связано с тем, что среднее значение энергии носителей заряда в несколько раз больше равновесной (рис. 3,б и рис. 4,б), поэтому различия в частотах рассеяния и функциях распределения углов рассеяния проявляются сильнее всего.

Необходимо отметить, что при радиационном воздействии сильнее уменьшается концентрация свободных носителей заряда, а не подвижность, за счет захвата носителей заряда на глубокие энергетические уровни радиационных дефектов. Это приводит к потере проводимости в объемных GaAs образцах при воздействии вышеуказанного потока нейтронов и невозможности наблюдать исследуемые эффекты. Однако в квантово-размерных структурах, в которых слабелегированная область выступает в качестве канала, а источником подвижных носителей заряда является δ -слой, уменьшение подвижности будет иметь определяющую роль в изменении процесса переноса носителей заряда в структуре, поэтому полученные оценки могут быть в дальнейшем использованы для описания результатов облучательных экспериментов современных приборов нанoeлектроники.

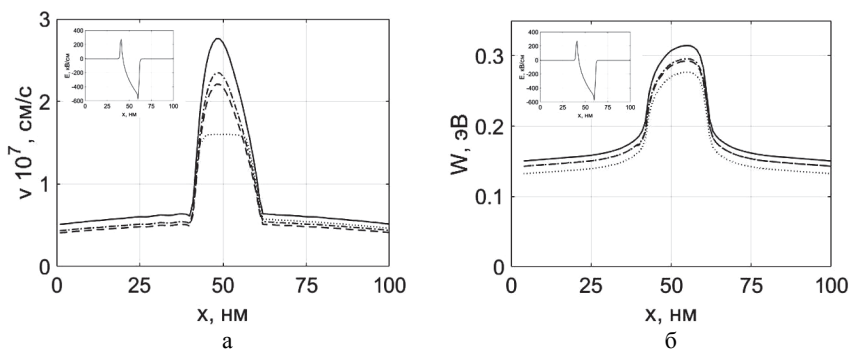


Рис. 4. Рассчитанные зависимости электронов в пространстве до и после воздействия потока мгновенных нейтронов спектра деления: а – дрейфовой скорости, б – средней энергии; — до радиационного воздействия, потенциал «жесткой сердцевины», --- потенциал Флеминга, - · - · - потенциал Госсика

Таблица 3

Плотность электрического тока, протекающего через n^+-n-n^+ GaAs структуру при приложенном постоянном напряжении 0,5 В, до и после радиационного воздействия

До радиационного воздействия	После радиационного воздействия		
	Потенциал «жесткой сердцевины»	Потенциал Флеминга [9]	Потенциал Госсика [8]
2,6 кА/см ²	1,1 кА/см ²	1,2 кА/см ²	1,3 кА/см ²

Заключение

Продемонстрированные отличия могут оказать существенное влияние на корректность расчетной оценки реакции на воздействие потока мгновенных нейтронов спектра деления для перспективных полупроводниковых приборов микро- и нанoeлектроники, в которых процессы переноса определяются в основном «горячими» носителями заряда.

Список литературы

1. International Roadmap for Devices and Systems. 2017 Edition, Copyright@2018 IEEE.

2. Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. Вильнюс: Мокслас, 1989.

3. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир, 1991.

4. Пузанов А. С., Оболенский С. В., Козлов В. А., Волкова Е. В., Павельев Д. Г. Высоочастотное детектирование процессов формирования и стабилизации кластера радиационных дефектов в полупроводниковых структурах // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 12. С. 1585–1592.

5. Кладько В. П., Пляцко В. П. О влиянии легирующей примеси на процесс формирования разупорядоченных областей в GaAs при облучении быстрыми нейтронами // Физика и техника полупроводников. 1998. Т. 32, № 3. С. 261–263.

6. Киселева Е. В., Оболенский С. В. Внутренняя структура кластера радиационных дефектов при нейтронном облучении GaAs // Вестник нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. Сер. Физика твердого тела. 2003. Вып. 1. С. 20–25.

7. 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.

8. Gossick B. R. Disordered Regions in Semiconductors Bombarded by Fast Neutrons // Journal of Applied Physics. 1959. Vol. 30, N 8. P. 1214–1218.

9. Fleming R. M., Seager C. H., Lang D. V., Cooper P. J., Bielejec E. and Campbell J. M. Effects of defect clustering in neutron irradiated silicon // Journal of Applied Physics. 2007. Vol. 102, N 4. P. 1–12.

10. Киселева Е. В., Оболенский С. В. Экспериментальное исследование структуры кластеров радиационных дефектов в GaAs с помощью квазибаллистических электронов // Физика и химия обработки материалов. 2005. Вып. 3. С. 29–32.

11. Зеегер С. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977.

12. Пузанов А. С., Оболенский С. В., Козлов В. А. Радиационная стойкость электронных систем – Стойкость-2016. Научно-технический сборник. М.: НИЯУ МИФИ, 2016.

13. Пузанов А. С., Оболенский С. В. Физические и физико-химические основы ионной имплантации/ VI всероссийская конференция // Тезисы докладов. Нижний Новгород, 2016.

14. Киселев В. К., Оболенский С. В., Пузанов А. С., Скупов А. В. Параллельные вычисления в задачах физико-топологического моделирования физических процессов в перспективных полупроводниковых приборах с учетом радиационного воздействия // Журнал радиоэлектроники. 2014. Вып. 2. С. 10.

15. Киселева Е. В., Оболенский С. В. Микроскопия кластеров радиационных дефектов посредством горячих электронов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2004. Вып. 1–2, С. 46.

16. 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.

17. Ланг Д. Точечные дефекты в твердых телах. М.: Мир, 1979.

18. Калинин Б. А. Физическое материаловедение. Т.4. Физические основы прочности. Радиационная физика твердого тела. Компьютерное моделирование. М.: МИФИ, 2008.

19. Зулиг Р. Радиационные эффекты в ИС на GaAs. Арсенид галлия в микроэлектронике М.: Мир, 1988.