

## Влияние потенциала рассеяния на радиационных дефектах на перенос носителей заряда в GaAs-структурах

© И.Ю. Забавичев<sup>1,2</sup>, А.С. Пузанов<sup>1,2</sup>, С.В. Оболенский<sup>1,2</sup>, В.А. Козлов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Филиал Российского федерального ядерного Всероссийского научно-исследовательского института экспериментальной физики „Научно исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова“, 603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603087 Нижний Новгород, Россия

E-mail: zabavichev.rf@gmail.com

Поступила в Редакцию 15 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 21 апреля 2020 г.

Принята к публикации 21 апреля 2020 г.

Проведено численное моделирование изменения подвижности носителей заряда после радиационного воздействия в GaAs-структурах. Для каждого исследуемого потенциала рассеяния получены значения модельных параметров, при которых результаты расчета согласуются с экспериментальными данными. Впервые показано, что вид потенциала рассеяния на радиационных дефектах определяет временную и пространственную динамику всплеска скорости в коротких структурах.

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

DOI: 10.21883/FTP.2020.09.49837.31

### 1. Введение

Основопологающим направлением развития твердотельной электроники является уменьшение размеров полупроводниковых структур [1], что связано с улучшением их характеристик. Толщины базы современных биполярных транзисторов и длины канала полевых транзисторов составляют сотни нанометров [2,3], что сравнимо с длиной релаксации энергии электронов ( $\sim 100$  нм для GaAs). В этом случае сильнее начинают проявляться физические эффекты, связанные с горячими носителями заряда [4,5], в частности всплеск дрейфовой скорости электронов и дырок в быстропеременных и резко неоднородных электрических полях.

Эффект всплеска дрейфовой скорости электронов и дырок обусловлен тем, что в случае резкого изменения напряженности электрического поля во времени или пространстве носители заряда начинают без столкновения ускоряться на временном отрезке, меньшем среднего времени между столкновениями с фононами, атомами примеси и дефектами кристаллической решетки полупроводника. В достаточно сильных электрических полях максимально достигнутая скорость может оказаться существенно выше дрейфовой скорости ( $\sim 10^7$  см/с для GaAs) в стационарном однородном состоянии. Поэтому динамика изменения дрейфовой скорости во времени после мгновенного включения разгоняющего электрического поля будет носить характер короткого первоначального всплеска скорости, который затем затухает до величины стационарного значения. Аналогично, если электроны пролетают активную область транзисторной структуры, где скачок поля реализуется за счет неоднородности структуры полупроводника по координате, за короткий промежуток времени, то их средняя дрейфовая скорость в этой области окажется значительно выше стационарной, что приводит к эффекту всплеска скорости в пространстве [4].

Воздействие дефектообразующих излучений, например нейтронных потоков, на полупроводниковые элементы приводит к возникновению областей разупорядочения — кластеров радиационных дефектов, являющихся эффективными рассеивателями носителей заряда. Характерные размеры разупорядоченных областей, согласно теоретическим и экспериментальным исследованиям [6,7], составляют  $\sim 10$  нм. Поэтому активная область современных приборов микроэлектроники после радиационного воздействия будет содержать десятки рассеивающих центров, что позволяет использовать для описания механизма рассеяния усредненные характеристики кластеров радиационных дефектов. Радиационное воздействие также оказывает влияние на всплеск скорости в коротких структурах [8]. Так как максимальное быстроедействие современных транзисторных структур определяется описанным выше явлением всплеска скорости, исследование изменения динамики дрейфовой скорости носителей заряда при радиационном воздействии является актуальной задачей.

Известно, что такие макроскопические параметры, как подвижность, определяются на микроскопическом уровне потенциалами рассеяния носителей заряда на различных несовершенствах кристаллической решетки: акустических и оптических фононах, а также атомах легирующей примеси [9]. Применительно к кластерам радиационных дефектов, возникающим при воздействии

нейтронов и тяжелых заряженных частиц, потенциал рассеяния может быть получен из решения уравнения Пуассона в сферической системе координат [10].

Существующие модели рассматривают кластер радиационных дефектов как скопление дефектов сферической или эллипсоидальной формы [11,12], в которых из-за наличия структурных повреждений кристаллической решетки материала свойства отличаются от свойств окружающего их „неповрежденного“ полупроводника.

Впервые модель распределения заряда в разупорядоченной области была предложена в работе [13] для полупроводника  $n$ -типа, в которой в центре кластера радиационных дефектов находится незаряженная область, окруженная тонкой оболочкой, состоящей из дивакансий и комплексов вакансия-атом примеси, заряженных отрицательно. Учитывая, что наличие разупорядоченной области не нарушает электронейтральности всего образца, кластер радиационных дефектов окружен областью пространственного заряда, состоящего из положительно заряженной легирующей примеси.

В работе [14] было предложено альтернативное описание распределения заряда сферической формы без нейтральной центральной области для полупроводника  $n$ -типа, также предполагающее сохранение электронейтральности материала в целом.

Детальный анализ структуры кластера радиационных дефектов, проведенный в работе [15], предполагает возможность применения потенциала „жесткой сердцевины“ для описания рассеяния „горячих“ носителей заряда на субкластерах и потенциала Госсика для описания рассеяния на кластерах в целом.

Задача анализа переноса носителей заряда в полупроводниковых структурах и связанная с этим расчетная оценка их радиационной стойкости предполагают применение в физико-топологических моделях [15–17] функциональных зависимостей электрофизических параметров от уровней радиационного воздействия. В случае применения для расчетов диффузионно-дрейфового и локально-полевого приближений в качестве указанных зависимостей могут быть использованы результаты облучательных экспериментов. При использовании квазигидродинамической модели и метода Монте-Карло зависимости времен релаксации энергии и импульса, частот рассеяния от уровней радиационного воздействия определяются микроскопической моделью рассеяния на радиационных дефектах. Таким образом, корректный выбор потенциала рассеяния существенным образом определяет точность оценки радиационной стойкости перспективных изделий микро- и наноэлектроники.

В данной работе впервые 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. Ранее в работах [8,18] было подробно исследовано влияние радиационного воздействия на перенос носителей заряда в GaAs и эффект всплеска скорости во времени, в частности, для различных напряженностей электрического поля. При этом моделирование эффекта всплеска скорости в пространстве после радиационного воздействия и сравнение с результатами расчета изменения эффекта всплеска скорости во времени выполнены впервые.

## 2. Методика моделирования

Учет воздействия потока нейтронов при моделировании методом Монте-Карло процессов переноса носителей заряда в полупроводниковых приборах сводится к появлению 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.

### 2.1. Методика расчета частот рассеяния на кластерах радиационных дефектов

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:

$$a = r_1 + r_2, \quad (2)$$

$$r_2 = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 k_B T}{q^2 N_d}},$$

где  $r_1$  — размеры разупорядоченной области,  $r_2$  — размеры области пространственного заряда, определяемые длиной Дебая в материале,  $q$  — заряд электрона,  $N_d$  — концентрация легирующей донорной примеси,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура электронного газа. Использование для расчетов потенциала „жесткой сердцевины“ обосновано тем, что в объемном полупроводнике носители заряда имеют максвелловское распределение по энергии, т.е. большинство обладает энергией  $\sim \frac{3}{2} k_B T$ . В этом случае кластер радиационных дефектов можно представить как абсолютно непрозрачный рассеивающий центр.

В оригинальной работе Госсика [13] была предложена модель разупорядоченной области, для которой

граничные условия уравнения Пуассона в сферических координатах могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} U &= \text{const}, & r < r_0, \\ \nabla^2 U &= \frac{qN_1}{\varepsilon\varepsilon_0}, & r_0 < r < r_1, \\ \nabla^2 U &= \frac{qN_d}{\varepsilon\varepsilon_0}, & r_1 < r < r_2, \\ U &= 0 & r > r_2, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $r_0$  — размер нейтрального ядра,  $r_1$  — размер отрицательно заряженной области,  $r_2$  — размер области пространственного заряда,  $N_1$  — концентрация заряженных дефектов,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума. Для сохранения электронейтральности материала должно выполняться следующее условие:

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

В работе [14] было предложено описание распределения 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:

$$\begin{aligned} \nabla^2 U &= \frac{qN_1}{\varepsilon\varepsilon_0}, & 0 < r < r_1, \\ \nabla^2 U &= \frac{qN_d}{\varepsilon\varepsilon_0}, & r_1 < r < r_2, \\ U &= 0, & r > r_2. \end{aligned} \quad (5)$$

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, 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 основан на сферической модели твердого тела [19] и включает в себя расчет полного сечений рассеяния  $\sigma_c$  с помощью выражений (7) и (8):

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

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

где  $k$  — волновой вектор,  $\theta$  — 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  $\lambda$  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 методике, представленной в [20–22], значение данного коэффициента связано с 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.

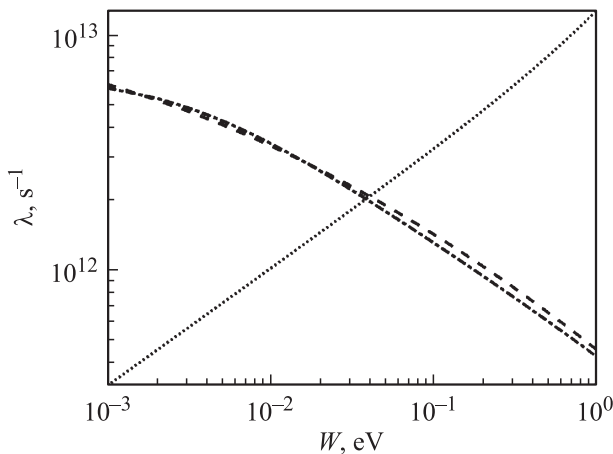
Аналитическое выражение для частоты рассеяния возможно получить только для потенциала „жесткой сердцевины“, которое описывается следующим соотношением [17]:

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

Для вычисления частот рассеяния, основанных на потенциалах [13] и [14] необходимо использовать численное интегрирование. На рис. 1 представлены результаты расчетов трех частот рассеяния в зависимости от энергии носителей заряда для  $\Gamma$ -долины 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 [8,23]. 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 нанoeлектроники. Для потенциалов [13] и [14] 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 [24]. Значения параметра  $f$  для каждого потенциала были выбраны исходя из требования,

**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“	$10^{17}$	$5 \cdot 10^{15}$	–	–	23	$9 \cdot 10^{-2}$
Потенциал Госсика [9]			9	11	61	$2.5 \cdot 10^{-4}$
Потенциал Флеминга [10]			–	–	53	$3 \cdot 10^{-4}$



**Рис. 1.** Зависимости частот рассеяния  $\lambda$  на кластерах радиационных дефектов от энергии носителей заряда  $W$  для  $\Gamma$ -долины: пунктирная кривая — потенциал „жесткой сердцевины“, штриховая — потенциал Флеминга, штрихпунктирная — потенциал Госсика. Тип радиационного воздействия: поток нейтронов  $F_n = 5 \cdot 10^{15} \text{см}^{-2}$ .

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 2 порядка. Это может свидетельствовать о том, что в действительности методика [20,21] позволяет оценить максимально возможную концентрацию кластеров радиационных дефектов, не учитывая при этом процессы стабилизации и отжига.

Из графиков, представленных на рис. 1, следует, что характер рассеяния с ростом энергии носителей заряда на потенциале „жесткой сердцевины“ кардинально отличается от потенциалов [13] и [14] и вероятность рассеяния с ростом энергии носителей заряда увеличивается, тогда как для двух других исследуемых потенциалов она, наоборот, уменьшается.

**2.2. Методика расчета угла рассеяния на кластерах радиационных дефектов**

При расчетах предполагалось, что рассеяние на кластерах радиационных дефектов является малоугловым, а угол рассеяния  $\chi$  в системе отсчета с неподвижным

центром инерции зависит от рассеивающего потенциала следующим образом [25]:

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

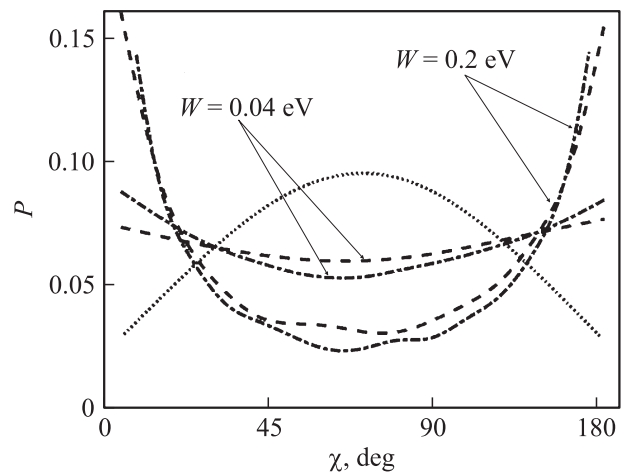
где  $b$  — прицельный параметр, а величина  $r_{\min}$  определяется следующим выражением:

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

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:

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

На рис. 2 представлены результаты расчетов функций плотности вероятности угла рассеяния для исследуемых потенциалов для энергии электронов 0.04 и 1 эВ. Из представленных данных следует, что углы рассеяния для потенциалов [13] и [14] с уменьшением энергии носителей заряда имеют распределения, близкие к равномерным. При этом сохраняются кардинальные различия по сравнению с потенциалом „жесткой сердцевины“.



**Рис. 2.** Функции плотности распределения угла рассеяния  $\chi$  на кластерах радиационных дефектов для различных энергий носителей заряда  $W$ : пунктирная кривая — потенциал „жесткой сердцевины“, штриховая — потенциал Флеминга, штрихпунктирная — потенциал Госсика.

**Таблица 2.** Изменение подвижности носителей заряда после радиационного воздействия: сравнение экспериментальных данных и результатов расчета для различных потенциалов рассеяния на кластерах радиационных дефектов

Поток нейтронов, част./см <sup>2</sup>	Эксперимент [20], $\mu_0, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	Потенциал „жесткой сердцевины“		Потенциал Флеминга [10]		Потенциал Госсика [9]	
		$\mu, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$\Delta\mu/\mu_0, \%$	$\mu, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$\Delta\mu/\mu_0, \%$	$\mu, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$\Delta\mu/\mu_0, \%$
0	4948	4950	0.04	4950	0.04	4950	0.04
10 <sup>13</sup>	4943	4937	0.12	4933	0.2	4938	0.13
5 · 10 <sup>13</sup>	4924	4921	0.06	4919	0.1	4918	0.12
10 <sup>14</sup>	4898	4934	0.73	4880	0.36	4830	1.38
5 · 10 <sup>14</sup>	4723	4665	1.22	4660	1.33	4710	0.27
10 <sup>15</sup>	4487	4479	0.17	4530	0.95	5409	0.5
5 · 10 <sup>15</sup>	3349	3275	2.2	3360	0.32	3340	0.26

Примечание. Условия численного расчета: *n*-GaAs образец с концентрацией доноров  $N_d = 10^{17} \text{см}^{-3}$ , поток нейтронов  $F_n = 5 \cdot 10^{15} \text{см}^{-2}$ .

### 3. Объект и условия моделирования

Объектом исследований выступала  $n^+ - n - n^+$ -структура на основе GaAs, моделирующая канал полевого транзистора. Концентрация носителей заряда в  $n^+$ -области задавалась равной  $10^{18} \text{см}^{-3}$ , в  $n$ -области — на порядок меньше, чтобы в ней сосредоточивалось приложенное электрическое поле. Общая длина структуры составляла 1.4 мкм, длина  $n$ -области — 0.5 мкм. Структура задавалась симметричной. Длина  $n$ -области была выбрана таким образом, чтобы в активной области полупроводниковой структуры после радиационного воздействия образовалось достаточное число кластеров радиационных дефектов, что позволяет использовать вышеописанную методику.

Температура кристаллической решетки предполагалась равной 300 К, разогрев структуры протекающим током не учитывался ввиду его малости. Для моделирования эффекта всплеска скорости во времени к структуре прикладывался импульс напряжения амплитудой 0.5 В. Для моделирования эффекта всплеска скорости в пространстве к структуре прикладывалось постоянное напряжение 0.5 В. В результате в  $n$ -области создается напряженность электрического поля 10 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.

### 4. Результаты расчетов и их обсуждение

При помощи метода Монте-Карло было рассчитано изменение подвижности носителей заряда при  $T = 300 \text{К}$  в *n*-GaAs образце с уровнем легирования

**Таблица 3.** Плотность электрического тока, протекающего через  $n^+ - n - n^+$ -GaAs-структуру при приложенном постоянном напряжении 0.5 В, до и после радиационного воздействия

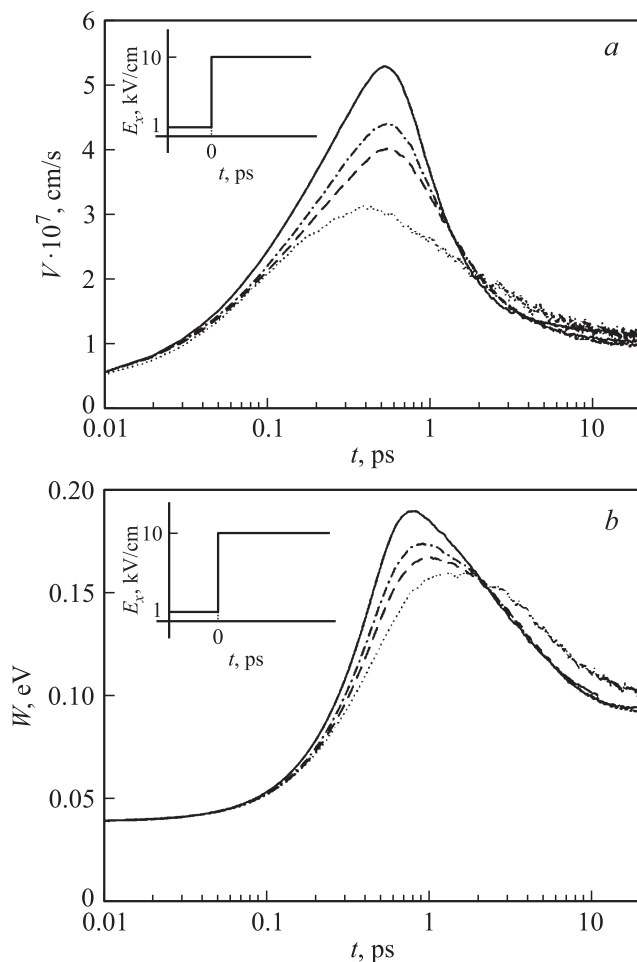
До радиационного воздействия	После радиационного воздействия		
	Потенциал „жесткой сердцевины“	Потенциал Флеминга [10]	Потенциал Госсика [9]
2.6 кА/см <sup>2</sup>	1.1 кА/см <sup>2</sup>	1.2 кА/см <sup>2</sup>	1.3 кА/см <sup>2</sup>

$N_d = 10^{17} \text{см}^{-3}$ , 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 [26] 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 подвижности вносят носители заряда, чья энергия меньше  $\frac{3}{2} k_B T$ . 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.

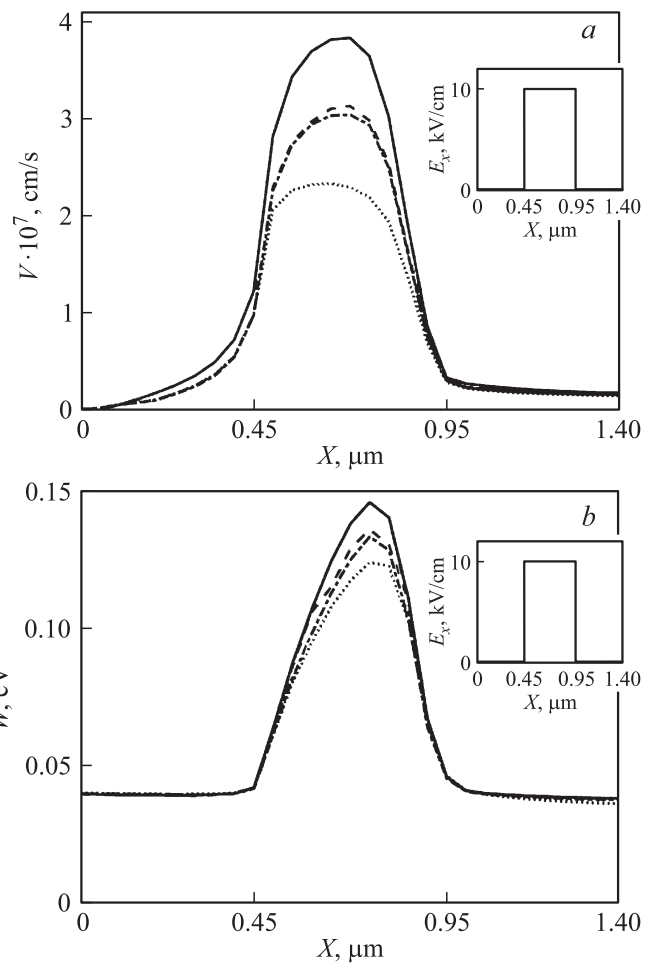
Результаты моделирования эффектов всплеска скорости во времени (рис. 3) и в пространстве (рис. 4) для модельных распределений напряженности электрического поля во времени (см. вставку к рис. 3) и в пространстве (см. вставку к рис. 4) показывают существенное различие между потенциалами [13] и [14] и потенциалом „жесткой сердцевины“, несмотря на то что значения параметров всех потенциалов откалиброваны

по экспериментальным данным. Значения рассчитанных максимальных дрейфовых скоростей отличаются в  $\sim 1.5$  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, *b* и 4, *b*), 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



**Рис. 3.** Временные зависимости дрейфовой скорости (*a*) и средней энергии (*b*) носителей заряда до и после радиационного воздействия: сплошная кривая — до радиационного воздействия, пунктирная — потенциал „жесткой сердцевины“, штриховая — потенциал Флеминга, штрихпунктирная — потенциал Госсика. Условия численного расчета: GaAs-образец с концентрацией доноров  $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , поток нейтронов  $F_n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . На вставке — зависимость напряженности электрического поля от времени.



**Рис. 4.** Рассчитанные зависимости дрейфовой скорости (*a*) и средней энергии (*b*) электронов в пространстве в *n*-GaAs-образце с уровнем легирования  $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  до и после воздействия потока мгновенных нейтронов спектра деления: сплошная кривая — до радиационного воздействия, пунктирная — потенциал „жесткой сердцевины“, штриховая — потенциал Флеминга, штрихпунктирная — потенциал Госсика. Тип радиационного воздействия: поток нейтронов  $F_n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . На вставке — зависимость напряженности электрического поля в пространстве.

наблюдать исследуемые эффекты. Однако в квантово-размерных структурах, в которых слабо легированная область выступает в качестве канала, а источником подвижных носителей заряда является  $\delta$ -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 наноэлектроники.

## 5. Заключение

Подводя итог, необходимо отметить, что продемонстрированные отличия могут оказать существенное влияние

яние 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.

### Финансирование работы

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования РФ, полученным в рамках ФЦП „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы“. Уникальный идентификатор проекта RFMEFI62020X0003. Номер соглашения 075-15-2020-529.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] International Roadmap for Devices and Systems. 2017 Edn, Copyright 2018 IEEE.
- [2] М.А. Китаев, С.В. Оболенский, Н.В. Демарина, В.К. Киселев. Вестн. Нижегородского ун-та им. Н.И. Лобачевского. Сер.: физика твердого тела, **1**, 137 (2000).
- [3] К.О. Петросянец, И.А. Харитонов, Е.В. Орехов, Л.М. Самбурский, А.П. Ятманов, А.В. Воеводин. *Сб. тр. 5-й Всеросс. науч.-техн. конф. „Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем — 2012“* (М., 2012).
- [4] Ю. Пожела. *Физика быстродействующих транзисторов* (Вильнюс, Мокслас, 1989).
- [5] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991).
- [6] В.П. Кладько, В.П. Пляцко. ФТП, **32** (3), 261 (1998).
- [7] Е.В. Киселева, С.В. Оболенский. Вестн. Нижегородского ун-та им. Н.И. Лобачевского. Сер.: физика твердого тела, **1**, 20 (2003).
- [8] И.Ю. Забавичев, Е.С. Оболенская, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов. ФТП, **51** (11), 1489 (2017).
- [9] А.С. Давыдов. *Теория твердого тела* (М., Наука, 1976).
- [10] Т.М. Flanagan. IEEE Trans. Nucl. Sci., **15** (6), 42 (1968).
- [11] М. Bertolotti. J. Appl. Phys., **12**, 2645 (1967).
- [12] И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов. ФТП, **53** (9), 1279 (2019).
- [13] В.Р. Gossick. J. Appl. Phys., **30** (8), 1214 (1959).
- [14] R.M. Fleming, C.H. Seager, D.V. Lang, E. Bielejec, J.M. Campbell. J. Appl. Phys., **102**, 043711 (2007).
- [15] Е.В. Киселева, С.В. Оболенский. Физика и химия обраб. материалов, **3**, 29 (2005).
- [16] И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов. ФТП, **51** (11), 1520 (2017).
- [17] В.К. Киселев, С.В. Оболенский, А.С. Пузанов, А.В. Скупов. Журн. радиoeлектроники, **17** (2), 10 (2014).
- [18] Н.В. Демарина, С.В. Оболенский, В.К. Киселев. Вестн. Нижегородского ун-та им. Н.И. Лобачевского. Сер.: физика твердого тела, **1**, 131 (2000).
- [19] С. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).
- [20] А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов. *Научно-технический сборник „Радиационная стойкость электронных систем — Стойкость-2016“* (М., НИЯУ МИФИ, 2016) с. 69.
- [21] А.С. Пузанов, С.В. Оболенский. *Тез. докл. VI Всеросс. конф.* (Нижегород, 2016) с. 89.
- [22] Н.В. Демарина, С.В. Оболенский. ЖТФ, **72** (1), 66 (2002).
- [23] Е.В. Киселева, С.В. Оболенский. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: физика радиационного воздействия на радиoeлектронную аппаратуру, **1**, 46 (2004).
- [24] Д. Ланг. *Точечные дефекты в твердых телах* (М., Мир, 1979).
- [25] Б.А. Калинин. *Физическое материаловедение. Т. 4. Физические основы прочности. Радиационная физика твердого тела. Компьютерное моделирование* (М., МИФИ, 2008).
- [26] Р. Зулиг. В кн.: *Арсенид галлия в микроелектронике* (М., Мир, 1988).

Редактор Г.А. Оганесян

### Impact of defect cluster scattering potential on carrier transport in GaAs semiconductor structures

I.Yu. Zabavichev<sup>1,2</sup>, A.S. Puzanov<sup>1,2</sup>, S.V. Obolenskiy<sup>1,2</sup>, V.A. Kozlov<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Lobachevski University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>2</sup>Branch of Russian Federal Nuclear Center All-Russian Research Institute of Experimental Physics „Sedakov Scientific Research Institute of Measurement Systems“, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>3</sup>Institute for Physics of Microstructure Russian Academy of Sciences, 603087 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** A numerical simulation of the charge carrier mobility change after radiation exposure in GaAs structures is performed. For each scattering potential under study, the values of model parameters are determined at which the calculation results are consistent with experimental data. It is demonstrated that differences in scattering potentials become significant in the case of studying overshoot space and time velocity effects.