

Труды XXVII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ЭЛЕКТРОНИКА»**

Председатель – С.В. Оболенский, секретарь – Е.В. Волкова
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

РАСЧЕТ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ УСИЛИТЕЛЕ НА БАЗЕ КОРОТКОКАНАЛЬНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

И.С. Дубинин, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Требования к скорости приема и передачи данных неуклонно растут, что требует расширения полосы пропускания канала связи и его смещения в область все более высоких частот, например в W-диапазон. На уровне отдельных транзисторов, входящих в состав приемно-передающих узлов радиоэлектронной аппаратуры, улучшение частотных характеристик достигается путем сокращения длины канала, а также увеличения подвижности электронов за счет реализации в канале эффекта поперечного квантования волнового вектора [1, 2]. В работе [3] предложена аналитическая модель расчета вольтамперных характеристик короткоканального транзистора. Теоретически показано, что ток насыщения короткоканального транзистора пропорционален разности напряжения на затворе и порогового напряжения в степени $3/2$, что отличается от традиционной квадратичной зависимости для длинноканальных структур [4, 5].

Существенно различное поведение вольтамперных характеристик коротко- и длинноканальных транзисторов сказывается на характеристиках устройств на их основе, в частности малощумящих усилителей. В предыдущих работах [6-10] проанализировано влияние конструкции транзисторов на область линейности их вольтамперных характеристик в длинноканальном приближении, а также проведен расчет нелинейных искажений в усилителях на их основе. В данной работе построена простая численная модель дифференциального усилителя на короткоканальных транзисторах, основанная на решении системы нелинейных алгебраических уравнений.

Математическая модель

Выходные вольтамперные характеристики полевых транзисторов существенно различаются при $0 < U_{ds} < U_{gs} - U_{th}$ – линейный режим и $0 < U_{gs} - U_{th} < U_{ds}$ – режим насыщения, где U_{gs} – напряжение затвор-исток, U_{ds} – напряжение сток-исток, U_{th} – пороговое напряжение.

Выходные вольтамперные характеристики короткоканального транзистора описываются выражением [3]

$$I_d(U_{gs}, U_{ds}) = 2\mu C \frac{W}{L} \sqrt{\varphi_0} \left((U_{gs} - U_{th} + \frac{2}{3} \varphi_0) (\sqrt{U_{ds} + \varphi_0} - \sqrt{\varphi_0}) - \frac{U_{ds}}{3} \sqrt{U_{ds} + \varphi_0} \right) \text{ при } 0 < U_{ds} < U_{gs} - U_{th}, \quad (1)$$

$$I_d(U_{gs}) = 2\mu C \frac{W}{L} \sqrt{\varphi_0} \left(\left(U_{gs} - U_{th} + \frac{2}{3} \varphi_0 \right) \left(\sqrt{U_{gs} - U_{th} + \varphi_0} - \sqrt{\varphi_0} \right) - \frac{U_{gs} - U_{th}}{3} \sqrt{U_{gs} - U_{th} + \varphi_0} \right) \quad (2)$$

при $0 < U_{gs} - U_{th} < U_{ds}$,

где μ – подвижность электронов в слабом электрическом поле, C – удельная емкость затвора, W – ширина канала, L – длина канала, φ_0 – величина, имеющая размерность напряжения и описывающая влияние рассеяния электронов на фонах, заряженных и незаряженных примесях.

Выходные вольтамперные характеристики длинноканального транзистора описываются выражением [4, 5]

$$I_d(U_{gs}, U_{ds}) = \mu C \frac{W}{L} \left((U_{gs} - U_{th}) U_{ds} - \frac{U_{ds}^2}{2} \right) \quad (3)$$

при $0 < U_{ds} < U_{gs} - U_{th}$,

$$I_d(U_{gs}) = \frac{1}{2} \mu C \frac{W}{L} (U_{gs} - U_{th})^2 \quad \text{при } 0 < U_{gs} - U_{th} < U_{ds}. \quad (4)$$

Для расчета зависимости выходного напряжения дифференциального усилителя от входного напряжения решалась система нелинейных алгебраических уравнений в виде

$$\begin{cases} U_{out} = (I_d(U_{gs1}) - I_d(U_{gs2})) \cdot R_d \\ U_{in} = U_{gs1} - U_{gs2} \\ I_{ss} = I_d(U_{gs1}) + I_d(U_{gs2}) \end{cases}, \quad (5)$$

где R_d – нагрузочное сопротивление, I_{ss} – суммарный ток истока. В зависимости от длины канала для $I_d(U_{gs})$ использовалась зависимость (2) или (4). В ходе расчетов предполагалось $\mu = 9300 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, $C = 3,8 \cdot 10^{-7} \text{ Ф/см}^2$, $W/L = 566$, $U_{th} = 0,75 \text{ В}$, $R_d = 8,9 \text{ Ом}$, $I_{ss} = 0,5625 \text{ А}$, $\varphi_0 = 0,1 \text{ В}$.

Результаты и их обсуждение

Семейство выходных вольтамперных характеристик длинноканального транзистора приведено на рис. 1, короткоканального – на рис. 2. Видно, что линейная область длинноканального транзистора отделена от области насыщения квадратичной зависимостью, короткоканального – зависимостью $3/2$. Это приводит к уменьшению тока насыщения короткоканального транзистора по сравнению с длинноканальным.

Нагрузочная прямая (---) построена для напряжения питания дифференциального усилителя $U_{dd} = 5 \text{ В}$ и лежит в области насыщения транзисторов для диапазона напряжений на затворе $U_{th} < U_{gs} < 1,44 \text{ В}$.

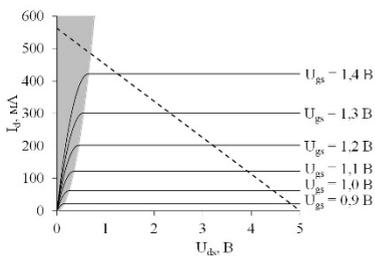


Рис. 1

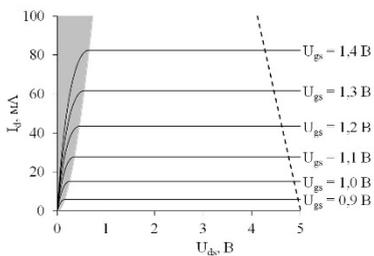


Рис. 2

Зависимости напряжения на выходе дифференциального усилителя и его коэффициента усиления от напряжения на входе представлены на рис. 3 для длинноканального транзистора и на рис. 4 для короткоканального транзистора. Получено, что малосигнальный коэффициент усиления для дифференциального усилителя на длинноканальных транзисторах выше и составляет 9,4 против 6,4 для дифференциального усилителя на короткоканальных транзисторах. При этом диапазон линейного усиления выше для дифференциального усилителя на короткоканальных транзисторах, однодецибелльная точка компрессии составляет 0,78 В против 0,48 В для дифференциального усилителя на длинноканальных транзисторах.

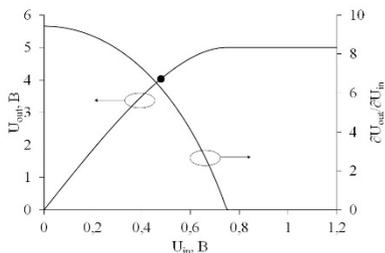


Рис. 3

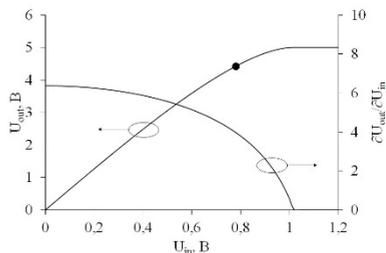


Рис. 4

Предложенная модель дифференциального усилителя на короткоканальных транзисторах может быть распространена на структуры, изготовленные по технологии «кремний на изоляторе» [11].

- [1] Пожела Ю.К. Физика быстродействующих транзисторов. – Вильнюс: Моклас, 1989, 264 с.
- [2] Шур М.С. Современные приборы на основе арсенида галлия. – М.: Мир, 1991, 632 с.
- [3] Гергель В.А., Мокеров В.Г., Тимофеев М.В., Федоров Ю.В. // Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34, № 2. С. 239.
- [4] Razavi B. RF microelectronics. – New York: Prentice Hall, 2012, 946 p.

- [5] Razavi B. Design of analog CMOS integrated circuits. – New York: McGraw-Hill Education, 2017, 801 p.
- [6] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л., Иванов А.Б., Пузанов А.С. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 968.
- [7] Хазанова С.В., Оболенский С.В., Тарасова Е.А., Голикова О.Л., Пузанов А.С. // Научно-технический вестник Поволжья. 2020. № 12. С. 235.
- [8] Тарасова Е.А., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Земляков В.Е. // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 10. С. 872.
- [9] Недошивина А.Д., Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимурзоев Г.М., Пузанов А.С., Литовский Д.А., Недошивин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2021. № 9. С. 68.
- [10] Тарасова Е.А., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Земляков В.Е. // Физика и техника полупроводников. 2022. Т. 56, № 9. С. 844.
- [11] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимурзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.

ПРИМЕНЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННОГО АНАЛИЗА ИЗОБРАЖЕНИЙ ПОВЕРХНОСТИ GaAs СТРУКТУР ДЛЯ ОЦЕНКИ ДЕГРАДАЦИИ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ ПОСЛЕ НЕЙТРОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

А.С. Пузанов, Е.В. Волкова, И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, Е.А. Тарасова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Одним из механизмов снижения подвижности носителей заряда в квантово-размерных [1] и тонкопленочных объемных [2] транзисторных структурах является рассеяние на микрошероховатостях границ раздела области канала транзистора с прилегающими слоями. При этом время релаксации импульса электронно-дырочной плазмы, и следовательно подвижность носителей заряда, определяется автокорреляционной функцией пространственных флуктуаций потенциальных барьеров, ограничивающих каналный слой [3-5].

Радиационное воздействие существенно меняет микрошероховатость поверхности и границ раздела полупроводниковых слоев [6, 7]. Таким образом, развитие методов расчетно-экспериментальной оценки основных параметров автокорреляционной функции толщины канала полевых транзисторов до и после облучения: среднеквадратического отклонения Δ и корреляционной длины Λ , является важной задачей радиационной физики полупроводниковых приборов.

Объект и метод исследований

В качестве объектов исследований выступали GaAs полупроводниковые структуры, ранее описанные в работах [6, 7]. Образцы были подвергнуты воздействию смешанного гамма-нейтронного облучения. Предполагалось, что изменение микрорельефа поверхности отражает деградацию границ раздела каналного слоя с прилегающими к нему областями.

Для исследований микрорельефа образцов до и после облучения использовался «Микроскоп сканирующий зондовый СММ-2000» [8], изготовитель завод ПРОТОН, г. Зеленоград, свидетельство RU.C.27.004.A № 42785 о внесении в Государственный реестр средств измерений РФ. Образцы исследовались в режиме атомно-силовой микроскопии, при этом в качестве зондов использованы сверхострые кантилеверы с радиусом закругления острия 2 нм.

Математическая модель

Автокорреляционная функция микрошероховатости границы раздела или поверхности обычно задается в виде гауссовой [3, 4]

$$\langle \Delta(\mathbf{r})\Delta(\mathbf{r}') \rangle = \Delta^2 \exp\left(-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2}{\Lambda^2}\right) \quad (1)$$

или экспоненциальной [5] функции

$$\langle \Delta(\mathbf{r})\Delta(\mathbf{r}') \rangle = \Delta^2 \exp\left(-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{\Lambda}\right). \quad (2)$$

Для измеренной карты высот поверхности, представляющей матрицу H размерности $M \times N$, двумерная автокорреляционная функция записывалась в виде

$$C(k, l) = \frac{1}{(2M-1)(2N-1)} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} H(m, n) H^*(m-k, n-l), \quad (3)$$

$$-(M-1) \leq k \leq (M-1),$$

$$-(N-1) \leq l \leq (N-1).$$

Двумерная автокорреляционная функция приводилась к одномерному виду

$$C_i = C(k, l), \quad (4)$$

$$r_i = \sqrt{(PX \cdot k)^2 + (PY \cdot l)^2},$$

где PX и PY – пространственные шаги измеренной карты высот поверхности.

Среднеквадратическое отклонение высоты микрорельефа рассчитывалось по формуле [9]

$$\Delta = \sqrt{\frac{1}{(M-1)(N-1)} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} (H(m, n) - \bar{H})^2}, \quad (5)$$

$$\bar{H} = \frac{1}{M \cdot N} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} H(m, n),$$

Корреляционная длина находилась методом наименьших квадратов в зависимости от выбранной автокорреляционной функции [9]

$$\sum_i (C_i - \langle \Delta(r_i) \Delta(r'_i) \rangle)^2 = \min. \quad (6)$$

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведено изображение микрорельефа поверхности облученной GaAs структуры. Размер области поверхности составляет $596,7 \times 583,6$ нм, максимальная высота 11,21 нм. Видно два кластера радиационных дефектов. Автокорреляционная функция (область серого цвета), полученная путем обработки данных изображения микрорельефа, приведена на рис. 2. Получено, что среднеквадратическое отклонение высоты микрорельефа после облучения, рассчитанное по формуле (5) непосредственно из экспериментальных данных, составляет 1,64 нм. Среднеквадратическое отклонение высоты микрорельефа после облучения составляет 1,69 нм и 2,11 нм, а корреляционная длина 175 нм и 113 нм для гауссовой (—) и экспоненциальной (- - -) автокорреляционных функций, соответственно. Отметим, что типовое значение среднеквадратического отклонения высоты микрорельефа до облучения составляет 0,3-0,5 нм, а корреляционная длина варьируется в пределах 5-7 нм [3]. Таким образом,

радиационное воздействие увеличивает как значение среднеквадратического отклонения, так и корреляционной длины. На макроскопическом уровне это приводит к снижению подвижности, которая обратно пропорциональна квадрату произведения среднеквадратического отклонения и корреляционной длины [3, 4].

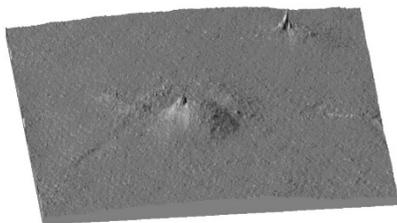


Рис. 1

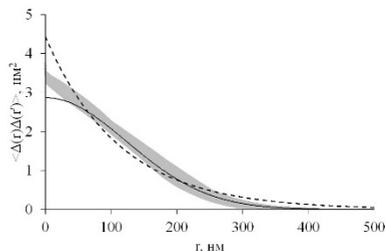


Рис. 2

Авторы благодарят Б.А. Логинова за проведение измерений образцов на атомно-силовом микроскопе.

- [1] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л., Иванов А.Б., Пузанов А.С. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 968.
- [2] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алиммирзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.
- [3] Sakaki H., Noda T., Hirakawa K., Tanaka M., Matsusue T. // Applied Physics Letters. 1987. Vol. 51, No. 23. P. 1934.
- [4] Uchida K., Takagi S. // Applied Physics Letters. 2003. Vol. 82, No. 17. P. 2916.
- [5] Lundstrom M. Fundamentals of carrier transport. – Cambridge: Cambridge University Press, 2000, 418 p.
- [6] Оболенский С.В., Волкова Е.В., Логинов А.Б., Логинов Б.А., Тарасова Е.А., Пузанов А.С., Королев С.А. // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47, No. 5. С. 38.
- [7] Волкова Е.В., Логинов А.Б., Логинов Б.А., Тарасова Е.А., Пузанов А.С., Королев С.А., Семеновых Е.С., Хазанова С.В., Оболенский С.В. // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 10. С. 846.
- [8] Логинов Б.А., Логинов П.Б., Логинов В.Б., Логинов А.Б. // Наноиндустрия. 2019. Т. 12, № 6. С. 352.
- [9] Вентцель Е.С. Теория вероятностей. – М.: Наука, 1969, 576 с.

К ВОПРОСУ О ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ОБЪЕМНОМ КРЕМНИИ

А.С. Пузанов, И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Основным направлением развития твердотельной электроники является уменьшение геометрических размеров рабочих областей активных элементов, что приводит к улучшению технических характеристик дискретных полупроводниковых приборов, цифровых и аналоговых интегральных микросхем. Этот факт нашел отражение в эмпирическом законе Мура [1].

В настоящее время имеется широкий набор физико-топологических моделей полупроводниковых структур, различающихся точностью получаемого решения и его вычислительной сложностью. При этом более точные модели содержат большее число параметров. Например, уравнение Пуассона требует задания диэлектрической проницаемости материала; уравнения непрерывности плотности токов электронов и дырок – времени жизни, зависимостей подвижности или коэффициента диффузии от напряженности электрического поля; уравнения непрерывности плотности потоков энергии электронов и дырок – дополнительно зависимости времен релаксации энергии от средней энергии (температуры).

В настоящее время существуют аналитические зависимости дрейфовой скорости электронов и дырок в кремнии от напряженности электрического поля [2, 3], что позволяет успешно применять диффузионно-дрейфовую модель [4] для расчета характеристик полупроводниковых элементов. Однако зависимость времени релаксации энергии электронов от средней энергии электронного газа в кремнии сильно варьируется в различных работах, что существенно затрудняет как сравнение результатов моделирования, так и применение квазигидродинамической модели [5, 6] в целом. В данной работе анализируется влияние различных вариантов задания зависимости времени релаксации энергии электронов от средней энергии электронного газа на зависимость средней энергии электронного газа от напряженности электрического поля в объемном кремнии.

Математическая модель

Уравнение непрерывности плотности потока энергии электронов записывается в виде [5, 6]

$$\frac{\partial(nW_n)}{\partial t} = -\nabla S_n + J_n E - H_n - \frac{n(W_n - W_0)}{\tau_{Wn}}, \quad (1)$$

из которого находится связь между зависимостями времени релаксации энергии электронов от средней энергии электронного газа и средней энергии электронного газа от напряженности электрического поля [7]

$$q \cdot v_n(E(W_n)) \cdot E(W_n) - \frac{(W_n - W_0)}{\tau_{Wn}(W_n)} = 0. \quad (2)$$

Здесь q – заряд электрона, n – концентрация, W_n и W_0 – средняя и тепловая энергия, J_n – плотность тока, S_n – плотность потока энергии, H_n – темп изменения плотности энергии за счет генерационно-рекомбинационных процессов, E – напряженность электрического поля, τ_{Wn} – время релаксации энергии, v_n – дрейфовая скорость, рассчитываемая по формуле [2, 3]

$$v_n(E) = \frac{\mu_{n0}E}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu_{n0}E}{v_{ns}}\right)^2}} \quad (3)$$

где $\mu_{n0} = 1200 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ – подвижность в слабом электрическом поле, $v_{ns} = 10^7 \text{ см/с}$ – насыщенная скорость дрейфа в сильном электрическом поле.

В приближении изотропной параболической зоны время релаксации энергии моноэнергетического пучка электронов рассчитывается по формуле [8]

$$\tau_{Wn}(W_n) = \tau_0 \left(\frac{W_n}{W_0}\right)^{-p}, \quad (4)$$

где $p = 0,5$ для рассеяния на акустических фононах и $p = -0,5$ для рассеяния на оптических фононах. Следуя большинству работ, ограничимся рассмотрением доминирующего механизма рассеяния на оптических фононах.

Результаты расчетов и их обсуждение

Зависимости времени релаксации энергии электронов от энергии для $\tau_0 = 0,05 \text{ пс}$ (1), $\tau_0 = 0,1 \text{ пс}$ (2), $\tau_0 = 0,15 \text{ пс}$ (3), $\tau_0 = 0,2 \text{ пс}$ (4) и результатов решения кинетического уравнения Больцмана методом Монте-Карло (\circ) [9] приведены на рис. 1. Видно, что показатель степени, полученный из расчетов методом Монте-Карло, существенно отличается от теоретического и составляет $p \approx -0,3$.

Зависимости средней энергии электронного газа от напряженности электрического поля для $\tau_0 = 0,05 \text{ пс}$ (1), $\tau_0 = 0,1 \text{ пс}$ (2), $\tau_0 = 0,15 \text{ пс}$ (3), $\tau_0 = 0,2 \text{ пс}$ (4) и результатов решения кинетического уравнения Больцмана методом Монте-Карло (\square) [10], (Δ) [11], (\times) [12], (ж) [13] приведены на рис. 2. Видно, что значения средней энергии электронов для заданной напряженности электрического поля у различных авторов существенно различаются, что затрудняет выбор оптимального значения τ_0 .

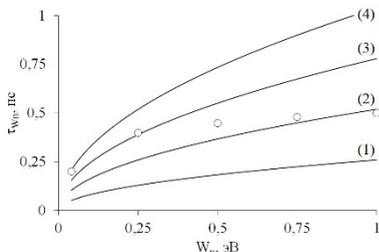


Рис. 1

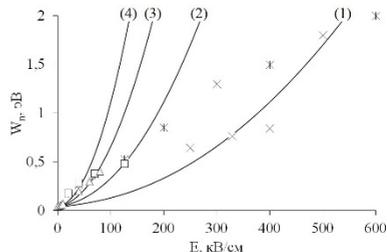


Рис. 2

Заключение

Результаты проведенной работы показали, несмотря на наличие взаимно-однозначного соответствия между зависимостями $\tau_{ин}(W_n)$ и $E(W_n)$, связанными уравнением (2); теоретическими представлениями о ходе зависимости времени релаксации энергии электронов от средней энергии электронного газа, определяемой уравнением (4); относительно большого объема результатов моделирования зависимости средней энергии электронного газа от напряженности электрического поля [10-13] вопрос о данной зависимости остается в значительной мере открытым даже для основного полупроводника – кремния. Это существенно затрудняет проведение точного моделирования характеристик субмикронных структур в сильных электрических полях, в том числе радиационно-индуцированного лавинно-теплого пробоя [14]; релаксации энергии радиационно-генерированных носителей заряда [15]; переноса носителей заряда в поврежденном радиацией объемном полупроводнике [16], квантово-размерных структурах [17] и структурах «кремний на изоляторе» [18].

- [1] Denning P.J., Lewis T.G. // Communications of the ACM. 2017. Vol. 60, No. 1. P. 54.
- [2] Caughey D.M., Thomas R.E. // Proceedings of the IEEE. 1967. Vol. 55, No. 12. P. 2192.
- [3] Thornber K.K. // Journal of Applied Physics. 1980. Vol. 51, No. 4. P. 2127.
- [4] Van Roosbroeck W. // Bell system technical journal. 1950. Vol. 29, No. 10. P. 560.
- [5] Stratton R. // Physical Review. 1962. Vol. 126, No. 6. P. 2002.
- [6] Blotekjaer K. // IEEE Transactions on Electron Devices. 1970. Vol. 17, No. 1. P. 38.
- [7] Пожела Ю.К. Физика быстродействующих транзисторов. – Вильнюс: Моклас, 1989, 264 с.
- [8] Пожела Ю.К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. – М.: Наука, 1977, 368 с.
- [9] Constant E. // Hot-electron transport in semiconductors. Topics in Applied Physics, V. 58 / Ed. L. Reggiani. Berlin, Heidelberg, New York, Tokio: Springer Verlag, 1985. P. 227.
- [10] Canali C., Jacoboni C., Nava F., Ottaviani G., Alberigi-Quaranta A. // Physical Review B. 1975. Vol. 12, No. 4. P. 2265.
- [11] Jacoboni C., Reggiani L. // Reviews of Modern Physics. 1983. Vol. 55, No. 3. P. 645.
- [12] Tang J.Y., Hess K. // Journal of Applied Physics. 1983. Vol. 54, No. 9. P. 5139.
- [13] Fischetti M.V., Laux S.E. // Physical Review B. 1988. Vol. 38, No. 14. P. 9721.
- [14] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2009. Т. 38, № 1. С. 64.
- [15] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.
- [16] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706.
- [17] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л., Иванов А.Б., Пузанов А.С. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 968.
- [18] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимирзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.

АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ КЛАСТЕРОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КОРТОКАНАЛЬНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ С ЗАТВОРОМ ШОТТКИ

И.Ю. Забавичев, А.С. Пузанов

ННГУ им. Лобачевского

Введение

Радиационное воздействие потока ядерных частиц приводит к ухудшению параметров полупроводниковых материалов таких как концентрация и подвижность основных носителей заряда. Это связано с возникновением скоплений структурных повреждений – кластеров радиационных дефектов [1], а также накоплению заряда в диэлектрических областях полупроводниковых приборов [2]. Существующие модели рассматривают кластер радиационных дефектов как скопление дефектов сферической или эллипсоидальной формы, в которых из-за наличия структурных повреждений кристаллической решетки материала свойства отличаются от свойств окружающего их «неповрежденного» полупроводника. Данные скопления дефектов выступают в качестве энергетических ловушек для основных носителей заряда, уменьшая их концентрацию в объеме полупроводника. Также кластеры радиационных дефектов окружены областью пространственного заряда и выступают в роли центров рассеяния для носителей заряда, снижая их подвижность.

Задача анализа переноса носителей заряда в полупроводниковых короткоканальных транзисторных структурах и связанная с этим расчетная оценка их радиационной стойкости предполагают применение в физико-топологических моделях 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. В настоящее время разными исследовательскими группами были предложены несколько моделей внутренней структуры кластеров радиационных дефектов [3-5].

Для оценки последствий радиационного воздействия на перспективные приборы микро- и нанoeлектроники с помощью метода Монте-Карло необходимо определить такие параметры структурных повреждений как средний размер кластера радиационных дефектов и концентрацию рассеивающих центров по результатам экспериментов. В настоящее время для анализа размеров кластеров радиационных дефектов используются различные методы, в том числе и измерения, выполненные с помощью атомно-силового микроскопа [6, 7]. Однако для корректной оценки концентрации рассеивающих центров необходимо дополнительное исследование влияния потенциала рассеяния подвижных носителей заряда.

В данной работе проведен анализ параметров кластеров радиационных дефектов в короткоканальных полевых транзисторах Шоттки. Для разных моделей внутренней структуры кластеров радиационных дефектов были получены оценки концентрации

рассеивающих центров. Данные результаты могут быть использованы для оценки реакции перспективных приборов микро- и наноэлектроники на радиационное воздействие [8].

Математическая модель

Для оценки параметров кластеров радиационных дефектов использовался подход подходе, основанный на алгоритме кластеризации DBSCAN [9] входными параметрами которого являются минимальное число дефектов в субкластере N и максимальное расстояние между дефектами внутри одного субкластера l . Моделирование процесса образования кластера радиационных дефектов проводилось с использованием программы SRIM. Для каждой реализации кластера оценивались следующие параметры: средний размер, количество и среднее расстояние между субкластерами. Блок-схема алгоритма представлена на рисунке 1.



Рис. 1

Результатом работы данного алгоритма является разбиение исходного множества точек на несколько подмножеств с указанными параметрами. При первом использовании алгоритма DBSCAN происходит оценка общего числа дивакансий и субкластеров дивакансий в каскаде атомных смещений, так как именно они выступают в качестве ловушек для подвижных носителей заряда и участвуют в формировании области пространственного заряда кластера радиационных дефектов. Поэтому для первого использования параметры алгоритма кластеризации DBSCAN составляют $N^{(1)} = 2$ и $l^{(1)} = a$, где a – постоянная решетки материала. Затем в полученном разбиении

происходит поиск отдельных субкластеров, чьи области пространственного заряда не перекрываются друг с другом, поэтому $l^{(2)} = l_D$, где l_D – длина Дебая. При этом минимальное число дивакансий в одном субкластере равно $N^{(2)} = 4$, так как в этом случае субкластер является объемной фигурой, чьи размеры можно оценить на следующем этапе анализа. Этапы оценки высоты потенциального барьера и возможности отжига предусмотрены, чтобы при расчетах не учитывать субкластеры, чей вклад в рассеяние носителей заряда минимален.

Для описания переноса носителей заряда использовалась численная модель на основе самосогласованного метода Монте-Карло, в котором радиационное воздействие учитывается с помощью дополнительных механизмов рассеяния на кластерах радиационных дефектов [10]. Для вычисления частот и углов рассеяния использовался подход, основанный на использовании потенциала рассеяния для расчета сечения рассеяния.

В работе исследовались следующие потенциалы: потенциал жесткой сердцевины [3] (потенциал №1), потенциал, предложенный в работе [4] (потенциал №2) и потенциал [5] (потенциал №3). Потенциал №1 описывает кластер как абсолютно непрозрачный объект для носителей заряда. Потенциал №2 получен путем решения уравнения Пуассона для граничных условий, при которых кластер радиационных дефектов состоит из нейтрально заряженного ядра и двух оболочек, имеющих противоположные заряды. Отрицательный заряд одно из оболочек образован основными носителями заряда, захваченными на глубокие энергетические уровни радиационных дефектов. Положительный заряд последней оболочки образован ионами примеси. Потенциал №3 определяет кластер радиационных дефектов как ядро и оболочку, имеющих противоположные заряд, чья природа определяется также, как и в случае потенциала №2.

Результаты расчетов и их обсуждение

В качестве объекта исследований был выбран полевой транзистор Шоттки с V-образным затвором на основе GaAs с длиной затвора 250 нм, выполненным из алюминия. Расчет концентрации рассеивающих центров проводится по экспериментальным данным изменения тока стока указанного транзистора при нулевом напряжении на затворе для различных значений потока быстрых нейтронов мгновенного спектра деления.

Усредненные параметры кластера радиационных дефектов для исследуемых потенциалов рассеяния, рассчитанные для потока быстрых нейтронов мгновенного спектра деления [11], представлены в таблице.

Табл.

Параметр	$\langle W \rangle$, кэВ	$\langle R \rangle$, нм	$\langle N \rangle$, шт	$\langle L \rangle$, нм
Значение	130	13.9	3	20

В соответствии с численной моделью на основе самосогласованного метода Монте-Карло и экспериментальные данные были рассчитаны зависимости относительного изменения тока стока транзистора при нулевом смещении на затворе для различных значений потока нейтронов (рисунок 2).

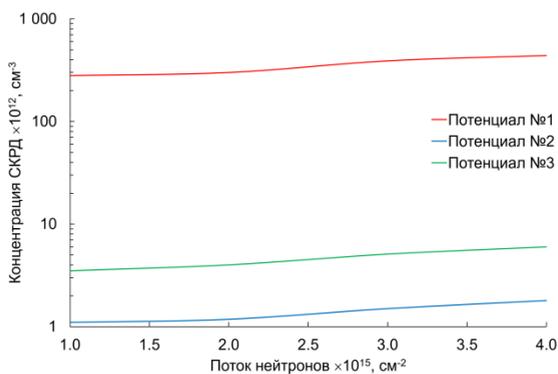


Рис. 2

Из представленных результатов следует, что оценка концентрации субкластеров отличаются на несколько порядков для различных потенциалов рассеяния. Это может быть связано с тем, что расчеты с помощью исследуемых потенциалов дают различные оценки области пространственного заряда, что в конечном счете влияет на концентрацию рассеивающих центров.

- [1] Ладьгин Е.А. и др. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. – М.: Сов. радио, 1980.
- [2] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимирзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.
- [3] Gossick B.R. J. Appl. Phys. 1959. 30(8). 1214.
- [4] Fleming R.M., Seager C.H., Lang D.V., Cooper P.J., Bielejec E., Campbell J.M. J. Appl. Phys. 2007. 102. 043711.
- [5] Киселева Е.В., Оболенский С.В. Физика и химия обработки материалов. 2005. № 3. С. 29-32.
- [6] Оболенский С.В., Волкова Е.В., Логинов А.Б., Логинов Б.А., Тарасова Е.А., Пузанов А.С., Королев С.А. // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47, № 5. С. 38.
- [7] Волкова Е.В., Логинов А.Б., Логинов Б.А., Тарасова Е.А., Пузанов А.С., Королев С.А., Семеновых Е.С., Хазанова С.В., Оболенский С.В. // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 10. С. 846.
- [8] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706-1712.
- [9] Ester M., Kriegel H., Sander J., Xu X. A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise // Proceedings of the Second International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining (KDD-96).
- [10] Забавичев И.Ю., Пузанов А.С. и др. ФТП. 2020. Т. 54, № 9. С. 945-951.
- [11] Крамер-Агеев Е.А. Экспериментальные методы нейтронных исследований. – М.: Энергоиздат, 1990, 272 с.

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ФОРМЫ СИГНАЛА ПЕРЕХОДНОГО ИОНИЗАЦИОННОГО ПРОЦЕССА В ЯЧЕЙКЕ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕЙ СТАТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДИНОЧНЫХ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ

И.Ю. Забавичев, А.С. Пузанов

ННГУ им. Лобачевского

Введение

Неуклонный рост числа элементов интегральных схем и связанное с ним увеличение производительности обусловлены уменьшением размеров полупроводниковых структур. Размеры транзисторов также влияют на энергию и скорость переключения состояния. При этом для обеспечения требуемого быстродействия необходима минимизация задержек распространения и размытия фронтов сигналов, что определяется RCL-параметрами межсоединений транзисторов интегральных схем.

Действие ионизирующих излучений космического пространства приводит к постепенной деградации характеристик интегральных схем, а также возникновению сбоев в элементах памяти [1]. Схемотехнические методы компенсации накопленного заряда в диэлектрических областях элементов интегральных схем ранее рассмотрены в работе [2].

При прохождении заряженной частицы через рабочую область транзистора вдоль траектории движения образуется область ионизации [1]. Неравновесные носители заряда разделяются электрическим полем, в следствие чего образуется импульс тока, который может привести к нештатному переключению состояния ячейки статической памяти. В настоящее время в большинстве работ для оценки стойкости к подобного рода обратимым одиночным эффектам используется величина критического заряда [3], хотя работы [4] продемонстрировали влияние не только величины собранного заряда, но и формы возникающих импульсов тока.

Ранее было показано [5, 6], что переходной ионизационный процесс существенным образом зависит от RCL-параметров межсоединений транзисторов на сбоеустойчивость ячеек быстродействующей статической памяти при воздействии тяжелых заряженных частиц космического пространства и излучений их имитирующих. В данной работе рассматривается вопрос о влиянии RLC-параметров исследован для различных технологических процессов.

Объект и методика моделирования

В качестве объекта моделирования выступала стандартная 6-транзисторная ячейка статической памяти, изготовленная по 14-нм и 22-нм технологии «кремний на изоляторе» (КНИ). Основные параметры моделируемых транзисторов масштабировались в соответствии с правилами [7] (табл.).

Как следует из данных, представленных в таблице, по мере уменьшения топологических норм техпроцесса растет удельное сопротивление межсоединений за счет уменьшения сечения. Однако величина емкости и индуктивности межсоединений слабо зависит от топологической нормы за счет общего масштабирования топологии микросхемы при переходе на техпроцесс с меньшими топологическими нормами.

Табл.

Длина затвора, нм	14	22
Индуктивность межсоединений, нГн/мкм	600	750
Сопротивление межсоединений, Ом/мкм	42	13
Емкость межсоединений, аФ/мкм	300	200

Для оценки воздействия ионизирующих излучений космического пространства на интегральные схемы обычно используется метод самосогласованного приборно-схемотехнического моделирования [3]. Ток в транзисторе, в рабочую область которого попадает заряженная частица, рассчитывается при помощи физико-топологических моделей, а остальная часть ячейки памяти анализируется в программе схемотехнического моделирования. В работе [8] было показано, что локально-равновесные физико-топологические модели могут давать большую погрешность в расчете переходных ионизационных процессов в полупроводниковых структурах в случае, когда длительность возбуждающего воздействия составляет порядка времен релаксации энергии и импульса электронно-дырочной плазмы ($\sim 10^{-13}$ с), что реализуется при воздействии тяжелых заряженных частиц космического пространства [1]. Поэтому для расчета импульса ионизационного тока была применена оригинальная локально-неравновесная диффузионно-дрейфовая модель переноса носителей заряда [8], ранее применявшаяся для оценок сбоеустойчивости ячеек статической памяти технологий с различными топологическими нормами [9-11], а также переходных ионизационных процессов в диодах Мотта W-диапазона частот (75-110 ГГц) [12, 13].

Результаты расчетов и их обсуждение

В зависимости от длины линии, соединяющей как отдельные транзисторы, так и отдельные ячейки статической памяти, изменяется значение резонансной частоты, которое определяется LC постоянной. Данная зависимость представлена на рисунке 1 вместе со спектрами исследуемых импульсов тока, рассчитанных без учета контактов в локально-равновесном и локально-неравновесном приближениях (на врезке).

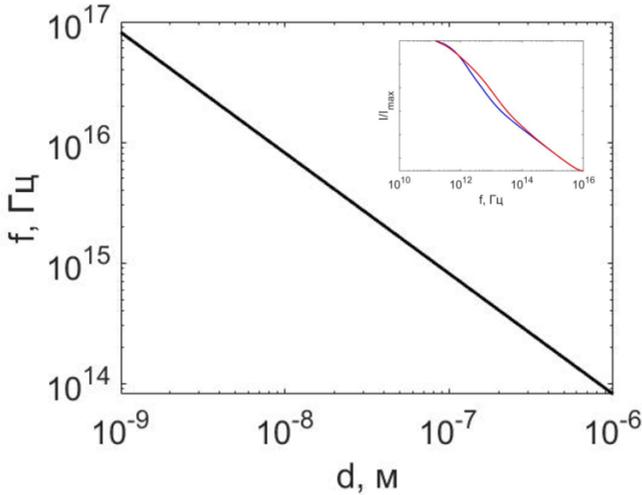


Рис. 1

Результаты расчетов импульса фототока без учета контактов (—) и с учетом влияния контактов при помощи локально-равновесной (синий) и локально-неравновесной (красный) диффузионно-дрейфовой моделей приведены на рисунке 2 для 22-нм (-*-*-) и 14-нм (- - -) технологий для межсоединения длиной 1 мкм.

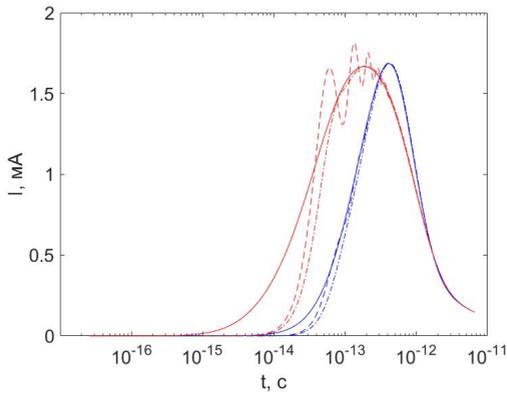


Рис. 2

Из представленных результатов следует, что при совпадении с резонансной частотой соединительной линии импульс тока меняет свою форму за счет возникающих колебаний.

- [1] Таперо К.И., Улимов В.Н., Членов А.М. Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2018, 304 с.
- [2] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимурзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.
- [3] Петросянц К.О., Харитонов И.А., Орехов Е.В., Самбурский Л.М., Ятманов А.П., Воеводин А.В. // В кн.: Сборник трудов 5-й Всероссийской научно-технической конференции «Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем – 2012» – М.: ФГБУ ИППМ РАН, 2012. С. 413.
- [4] DasGupta S. // M.S. thesis, Dept. Elect. Eng. and Comp. Science. Vanderbilt University. Dec. 2007. P. 116.
- [5] Пузанов А.С., Потехин А.А., Забавичев И.Ю. и др. // В кн.: Труды XXIV научной конференции по радиофизике – Нижний Новгород: ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2020. С. 108.
- [6] Забавичев И.Ю., Насеткин К.А., Оболенская Е.С., Потехин А.А. и др. // Научно-технический вестник Поволжья. 2020. № 12. С. 203.
- [7] International Roadmap for Devices and Systems. 2017 Edition. More Moore. – IEEE Advancing Technology for Humanity. 2018. P. 36.
- [8] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52, № 11. С. 1295.
- [9] Пузанов А.С., Венедиктов М.М., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 9. С. 1250.
- [10] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 9. С. 1279.
- [11] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.
- [12] Пузанов А.С., Бибикина В.В., Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Тарасова Е.А., Востоков Н.В., Оболенский С.В. // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47, № 6. С.51.
- [13] Пузанов А.С., Бибикина В.В., Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Потехин А.А., Тарасова Е.А., Востоков Н.В., Козлов В.А., Оболенский С.В. // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 9. С. 743.

Секция «Электроника»

Заседание секции проводилось 17 мая 2023 г.
Председатель – С.В. Оболенский, секретарь – Е.В. Волкова
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.