Труды XXV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ЭЛЕКТРОНИКА»

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

СПИНОВЫЙ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЙ ДИОД С МОДУЛЯЦИЕЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Д.В. Чурин, М.В. Дорохин, М.В. Ведь, А.В. Здоровейщев

НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского

В современном мире активно ведутся исследования и разработки магниторезистивных элементов на основе многослойных магнитных наноструктур. Данное направление является частью спинтроники и базируется на последних достижениях фундаментальных и прикладных исследований в области физики магнитных явлений в многослойных наноструктурах. Целью настоящей работы является изучение спинового светоизлучающего диода с модуляцией интенсивности за счёт последовательного включения в его схему магниторезистивного элемента.

Образны формировались в несколько этапов. На первом этапе была вырашена полупроводниковая часть прибора, которая представляет собой светоизлучающую гетероструктуру. Для формирования был использован метод газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений и гидридов (МОС-гидридная эпитаксии МОСГЭ). Структуры выращивались при атмосферном давлении в потоке водорода, температура выращивания составляла 600°С. Все лабораторные образцы представляют собой светоизлучающие гетероструктуры с активной областью в виде квантовой ямы (КЯ) и состоят из следующих основных слоёв: подложка n-GaAs. буферный слой n-GaAs, квантовая яма In_xGa_{1-x}As (x = 20 %) и спейсерный слой – нелегированный GaAs. Следующим этапом было напыление спинового клапана. Были сформированы два типа спиновых клапанов – с вертикальным транспортом (ферромагнетик/диэлектрик/ферромагнетик) и с горизонтальным транспортом (ферромагнетик/немагнитный металл/ферромагнетик). На следующем этапе был нанесен магниторезистивный элемент, сформированный методом электронно-лучевого испарения в вакууме на комбинированной вакуумной установке Torr International. Оптимальные параметры слоев магнеторезистивного элемента были выбраны исходя из предыдущих исследований [1]. Рост структур производился при давлении остаточных газов 5×10⁻⁶ Торр. Были исследованы структуры как с горизонтальным магнитотранспортом. так и с вертикальным магнитотранспортом.

Исследования магнитополевых зависимостей сопротивления и модуляции интенсивности электролюминесценции проводились с использованием криостата замкнутого цикла Janis CCS-300S/202, который позволяет проводить измерения в диапазоне температур 10-300 К. Исследуемый образец помещался в зазор электромагнита, магнитное поле прикладывалось в плоскости структуры. Максимальная величина магнитного поля составляла 3900 Э. Ток, подаваемый на образец, варьировался I = 10 ÷ 100 мА. Параметры образцов представлены в таблице. Состав

Таблица

Структура 1 Со₉₀Fe₁₀ (3 нм)/Си (3,7 нм)/Со₉₀Fe₁₀ (1,5 нм)/Сг (4 нм)/Al₂O₃ (2 нм)/i-GaAs (120 нм)/In_xGa_{1-x}As (x = 0,2; 10 нм)/n-GaAs (890 нм)/n⁺-GaAs

Структура 2 Со₉₀Fe₁₀ (8 нм)/Al₂O₃ (2 нм)/Со₉₀Fe₁₀ (10 нм)/Al₂O₃ (1 нм)/i-GaAs (120 нм)/In_xGa_{1-x}As (x = 0,2; 10 нм)/n-GaAs (890 нм)/n⁺-GaAs





На рис. 1 под 1а представлена магнитополевая зависимость сопротивления для структуры 1, представляющей собой последовательно включённые светодиод и магнеторезистиный элемент с вертикальным магнитотранспортом.

На рис. 1 под 1b представлена магнитополевая зависимость сопротивления для структуры 2, содержащая последовательно включённые светодиод и магнеторезистиный элемент с горизонтальным магнитотранспортом. Величина эффекта составила 1,6 %.

Отметим, что модуляция сопротивления для структуры 1 незначительно выше погрешности измерений, а вид зависимости характерен для эффекта анизотропного магнитосопротивления. Данный эффект связан с неколлинеарностью направлений магнитного поля и тока. Амплитуда эффекта, полученная для структуры 2, значительно выше, поэтому можно предположить, что изменение сопротивления обусловлено именно магниторезистивным эффектом.

Исходя из полученных магнитополевых зависимостей сопротивления для структур 1 и 2, измерения магнитополевой зависимости изменения интенсивности излучения были проведены только для комбинированной структуры с горизонтальным магнитотранспортом, поскольку только для неё был получен магниторезистивный эффект на комбинированной структуре.



Рис. 2

На рис. 2 представлены магнитополевые зависимости изменения интенсивности электролюминесценции для комбинированной структуры с горизонтальным магнитотранспортом. При исследовании электролюминесценции на образец подавалось постоянное напряжение в диапазоне 1,5-2,5 В, ток через структуру зависел от последовательного сопротивления, представляющего собой сумму сопротивлений спинового светоизлучающего диода и магниторезистивного элемента. Максимальное относительное изменение интенсивности электролюминесценции наблюдалось при температуре 10 К и составило 25 %. С ростом температуры измерений величина эффекта уменьшалась и при температуре 150 К не превышала 2.6 %.

Таким образом, были сформированы приборы, объединяющие магниторезистивный элемент и светоизлучающий диод. Показано, что комбинация светоизлучающего диода и спинового клапана с горизонтальным транспортом позволяет получить эффект магнетосопротивления со сравнительно высокой амплитудой. В то же время несоответствие режимов рабочих токов горизонтального спинового клапана и светоизлучающего диода обусловливает некоторое уменьшение амплитуды магниторезистивного эффекта по сравнению с дискретным магниторезистивным прибором.

На структуре 2 изменение сопротивления магниторезистивного элемента позволяет управлять током через структуру, а, следовательно, и интенсивностью электролюминесценции.

Работа выполнена при поддержке российского научного фонда (проект РНФ 21-79-20186).

 Чурин Д.В. Изучение механизмов магнитотранспорта в многослойных магнитных плёнках. Диплом на соискание степени бакалавра по специальности "Физика".
 Н. Новгород, 2019 г.

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ АЛГОРИТМОВ РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ НЕЛИНЕЙНЫХ АЛГЕБРАИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ СТАЦИОНАРНОЙ ДИФФУЗИОННО-ДРЕЙФОВОЙ МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

М.А. Горбачев, А.С. Пузанов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Математическое моделирование играет чрезвычайно важную роль в процессе разработки современных изделий микро- и наноэлектроники, дискретных полупроводниковых приборов и интегральных схем. Поэтому важным является минимизация времени расчетов малосигнальных, статичестих, а также переходных характеристик устройств.

Впервые о самосогласованном численном решении уравнений одномерной стационарной диффузионно-дрейфовой модели сообщается в работе [1]. Используемая в указанной работе итерационная схема попеременного решения уравнений устарела и в настоящее время используется метод прямых, сводящий систему дифференциальных уравнений в частных производных к системе дифференциально-алгебраических уравнений [2], или к системе нелинейных алгебраических уравнений в случае стационарной задачи.

Исторически первым численным методом решения систем нелинейных алгебраических уравнений является метод Ньютона и его модификации: метод Ньютона-Рафсона и метод Гаусса-Ньютона. Развитием данного подхода является алгоритм Левенберга-Марквардта. Основным недостатком вышеуказанных алгоритмов являются проблемы со сходимостью, если начальное предположение было выбрано слишком далеко от истинного решения. В данной работе проведен анализ эффективности двух вариаций метода доверительных областей решения системы нелинейных алгебраических уравнений стационарной диффузионно-дрейфовой модели переноса носителей заряда в полупроводниковых структурах.

Математическая модель

Диффузионно-дрейфовая модель записывается в виде [3]

$$\frac{\varepsilon_0}{q}\nabla\varepsilon\nabla\varphi + (N_a - N_d + p - n) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla j_n - R + G, \tag{2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla j_p - R + G, \tag{3}$$

$$j_n = -qn\mu_n \nabla \varphi + qD_n \nabla n, \tag{4}$$

$$j_p = -qp\mu_p \nabla \varphi + qD_p \nabla p, \tag{5}$$

где φ – потенциал электрического поля, n – концентрация электронов, p – концентрация дырок, j_n – плотность электронного тока, j_p – плотность дырочного тока, μ_n – подвижность электронов, μ_p – подвижность дырок, D_n – коэффициент диффузии электронов, D_p – коэффициент диффузии дырок, N_a – концентрация положительно заряженных ионов примеси, N_d – концентрация отрицательно заряженных ионов примеси, δ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника, R – скорость рекомбинации, G – скорость генерации, q – заряд электрона, t – время.

Скорость рекомбинации задавали по механизму Шокли-Рида-Холла [4, 5]

$$R = \frac{pn - n_{inc}^2}{\tau_p(n + n_{inc}) + \tau_n(p + n_{inc})},\tag{6}$$

а связь между коэффициентами диффузии и подвижностями – через соотношение Эйнштейна

$$D_n = \mu_n \frac{kT}{q},\tag{7}$$

$$D_p = \mu_p \frac{kT}{q},\tag{8}$$

где *k* – постоянная Больцмана, *T* – температура.

При построении численных алгоритмов удобно пользоваться диффузионнодрейфовой моделью, приведенной к безразмерному виду. Это позволяет не только уменьшить мантиссы обрабатываемых чисел, но до приемлемых величин, пригодных для цифровой обработки, но также избавиться от некоторых постоянных размерных коэффициентов в уравнениях модели. Нормировочные коэффициенты, используемые в работе, приведены в таблице.

Табл.

Нормируемая величина	Условное обозначение	ие Нормировочный коэффициент		
Координата	x	<i>x</i> ₀ – длина структуры		
Время	t	$t_0 = \frac{x_0^2}{\varphi_0 \mu_0}$		
Подвижность Потенциал	μ_n, μ_p	$\mu_0 = \max(\mu_n \mu_p)$		
	φ	$\varphi_0 = \frac{kT}{q}$		
Концентрация	n, p, N_d, N_a	$N_0 = \max(N_d \ N_a)$		
Плотность тока	j_n, j_p	$j_0 = \frac{q\mu_0 N_0 \varphi_0}{x_0}$		

На отрезке [0, 1] введем равномерную пространственную сетку с шагом *h*. Определим значения базисных функций { φ , *n*, *p*, *j_n*, *j_p*} в следующем виде: $x_{5i-4} = \varphi_i$, $x_{5i-3} = n_i$, $x_{5i-2} = p_i$, $x_{5i-1} = (j_n)_{i+1/2}$, $x_{5i} = (j_p)_{i+1/2}$, 1 < i < N, где N – число узлов расчетной сетки. Тогда векторная функция нормированных правых частей диффузионно-дрейфовой модели записывается в виде [6]

$$f_{5i-4} = \kappa^2 \frac{x_{5i-9} - 2x_{5i-4} + x_{5i+1}}{h^2} + N_i - x_{5i-3} + x_{5i-2},\tag{9}$$

$$f_{5i-3} = \frac{x_{5i-1} - x_{5i-6}}{h} - \frac{x_{5i-2}x_{5i-3} - n_{inc}^2}{\tau_p(x_{5i-3} + n_{inc}) + \tau_n(x_{5i-2} + n_{inc})} + G_i,$$
(10)

$$f_{5i-2} = \frac{x_{5i-5} - x_{5i}}{h} - \frac{x_{5i-2}x_{5i-3} - n_{inc}^2}{\tau_p(x_{5i-3} + n_{inc}) + \tau_n(x_{5i-2} + n_{inc})} + G_i,$$
 (11)

$$f_{5i-1} = \begin{cases} \mu_n \frac{x_{5i-4} - x_{5i+1}}{h} \frac{x_{5i+2} - x_{5i-3} \exp(x_{5i+1} - x_{5i-4})}{1 - \exp(x_{5i+1} - x_{5i-4})} - x_{5i-1} \\ \mu_n \frac{x_{5i+2} - x_{5i-3}}{h} - x_{5i-1} \end{cases}, \quad (12)$$

$$f_{5i} = \begin{cases} \mu_p \frac{x_{5i-4} - x_{5i+1}}{h} \frac{x_{5i+3} - x_{5i-2} \exp(x_{5i-4} - x_{5i+1})}{1 - \exp(x_{5i-4} - x_{5i+1})} - x_{5i} \\ \mu_p \frac{x_{5i-2} - x_{5i+3}}{h} - x_{5i} \end{cases}$$
(13)

где $\kappa^2 = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \varphi_0}{q x_0^2 N_0}$. При выводе выражений (12) и (13) применялась аппроксимация Шарфеттера-Гуммеля [7]. Таким образом, решение стационарной диффузионнодрейфовой модели сводится к решению системы нелинейных алгебраических уравнений f(x) = 0.

Объект моделирования

В качестве объекта моделирования была выбрана Al/GaAs структура низкобарьерного диода из работы [8]: толщина слаболегированного *i*-слоя (активная область диода) составляла 100 нм, концентрация примеси в активной области – 1.0×10^{14} см⁻³, концентрация примеси в подложке – 5.0×10^{17} см⁻³, слоевая концентрация доноров в δ слое – $8,8 \times 10^{12}$ см⁻², расстояние от δ -слоя до границы с металлом 4,7 нм. Время жизни неравновесных носителей заряда задавалось равным 10 нс [9], а общая длина структуры 200 нм.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены результаты расчетов вольтамперной характеристики низкобарьерного диода Мотта (—). Сравнение с экспериментальными данными (□) [8] показало адекватность разработанной программы. На рис. 2 приведена зависимость среднего времени расчета одной точки вольтамперной характеристики от числа узлов пространственной сетки на компьютере с процессором Intel Core i7-4770K. Видно, что время расчетов линейно зависит от числа узлов пространственной сетки. Оба подвида метода доверительных областей: trust-region-reflective (-▲-) и trust-region-dogleg (-○-) имеют приблизительно одинаковое время расчета, однако область сходимости метода trust-region-reflective значительно (в 2,5 раза) выше, что позволяет рекомендовать его для решения системы нелинейных алгебраических уравнений стационарной диффузионно-дрейфовой модели переноса носителей заряда в полупроводниковых структурах. Отметим также, что алгоритм Левенберга-Марквардта не сходится для данной задачи во всем рассматриваемом диапазоне узлов пространственной сетки.



- [1] Gummel H.K. // IEEE Transactions on electron devices. 1964. Vol. ED-10, № 10. P. 455.
- [2] Кудряшов Н.А., Кучеренко С.С., Сыцько Ю.И. // Математическое моделирование. 1989. Т. 1, № 12. С. 1.
- [3] Van Roosbroeck W. // Bell system technical journal. 1950. Vol. 29, № 10. P. 560.
- [4] Hall R.N. // Physical review. 1952. Vol. 87, № 2. P. 387.
- [5] Shocklew W., Read W.T. // Physical review. 1952. Vol. 87, № 5. P. 835.
- [6] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С., Скупов А.В. // Журнал радиоэлектроники. 2014. Т. 17, № 2. С. 10.
- [7] Scharfetter D.L., Gummel H.K. // IEEE Transactions on electron devices. 1969. Vol. ED-16, № 1. P. 64.
- [8] Obolensky S.V., Murel A.V., Vostokov N.V., Shashkin V.I. // IEEE Transactions on electron devices. 2011. Vol. 58, № 8. P. 2507.
- [9] Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984, кн. 2, с. 447.

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ИСТОЧНИКА СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ИЗ ГЕНЕРАТОРА НА ДИОДЕ ГАННА И УМНОЖИТЕЛЯ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

А.С. Иванов¹⁾, Д.Г. Павельев²⁾, С.В. Оболенский^{1, 2)}, Е.С. Оболенская²⁾

> ¹⁾АО «НПП «Салют» ²⁾ННГУ им Н.И. Лобачевского

Введение

К настоящему моменту источники и приемники электромагнитных волн субтерагерцового диапазона с широкой полосой перестройки частоты широко используются для решения задач радиоастрономии [1], построения систем безопасности [2] и связи [3]. Применение в комплексах военного и космического назначения накладывает на приемо-передающую аппаратуру жесткие требования по массогабаритным характеристикам, малым величинам питающих напряжений и стойкости к ионизирующему излучению. Одним из таких источников является генератор на диоде Ганна(ДГ) и умножитель на полупроводниковой сверхрешетке(ППСР) GaAs/AlAs[4]. В более ранних работах проведено исследование радиационной стойкости объемных ДГ [5] и планарных ДГ [6] и диодов на основе GaAs/AlAs сверхрешеток[7], но исследование источника на их основе не проводилось.

Экспериментальная часть

В качестве активного элемента генератора применялся объемный GaAs диод Ганна(ДГ) аналог 3A763ЛМ (разработка AO «НПП «Салют», г. Нижний Новгород). Основная частота генерации подобных диодов лежит в 8-мм диапазоне. Структура диода вертикальная с расположенными на верхней и нижней гранях кристалла контактами. Диаметр арсенид галлиевого кристалла около 0,1 мм, толщина 10–20 мкм. Теплоотводящий кристаллодержатель изготовлен в виде медного стержня диаметром 1,2 мм высотой 2 мм. Концентрация носителей составляет $n_0 = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, размер активной области– 3 мкм. Все три представленных диода ($\mathbb{N}\mathbb{N}$ 1, 2, 3) обладают сходными параметрами в пределах технологических погрешностей.

Измерение зависимостей выходной мощности Р_{вых} от частоты генерации f_{ген} производилось в специально разработанной измерительной камере [8]. Особенности конструкции камеры позволяют монтировать ДГ в рабочий объем камеры с помощью цангового зажима, т.е. без осуществления пайки производить измерение характеристик диода. Введение режекторного фильтра в запредельном для основной частоты волноводе максимально развязывает контуры по основной частоте и по второй гармонике основной частоты. В результате осуществлена независимая настройки по выходной частоте f_{ген} и мощности Р_{вых} ДГ.

Схема измерения рабочих параметров ДГ подробно описана в статье [8].После получения зависимостей выходной мощности сигнала от частоты ДГ подвергнуты облучению гамма квантами с суммарными дозами: ДГ №1–0,5 кГр, ДГ №2–2 кГр, ДГ №2–10кГр. Спустя 6 месяцев серия измерений проведена для всех изучаемых ДГ.

Результаты и обсуждение

При сравнении результатов измерений рабочих параметров до и после облучения: для ДГ №1 (рис. 1) отмечено расширение рабочей полосы частот в сравнении с параметрами до облучения, для ДГ №2 (рис. 2) — сужение полосы частот на 3,8 %, для ДГ №3 (рис. 3) — расширение на 6 %. После облучения γ-квантами наблюдается уменьшение выходной мощности ДГ для большей части полученных зависимостей.







в целом (рис.4).

В качестве опорной частоты гетеродина была выбрана третья гармоника генератора (3·54 ГГц) на ДГ в 162 ГГц. Для дозы в 0,5 кГр в качестве гетеродина был выбран генератор на ДГ №1, 2 кГр – ДГ №2, 10кГр – ДГ №3. При облучении гетеродина гамма квантами дозами 0,5 кГр и 2 кГр уровень мощности гармоник источника ТГц излучения уменьшается обратно пропорционально величине дозы. Для дозы в 10 кГр уровень мощности гармоник источника превосходит уровень для 0,5 кГр, но остается меньшим уровня до облучения.





В работе [9] получены значения интенсивности гармоник умножителя частоты на ППСР в полосе частот 0.4-6.5ТГц, в [7] приводится исследование радиационной стойкости лиодов на ППСР GaAs/AlAs. На основе полученных выше зависимостей мощности от частоты генерации ДГ, учитывая характер изменения рабочих характеристик ДГ (№№ 1,2,3) до и после облучения гамма квантами, возможно оценить зависимость мощности гармоник от частоты источника субтерагерцового излучения в составе гетеродина на ДГ и умножителя на ППСР



Заключение.

В статье приведены зависимости выходной мощности от частоты гетеродина на ДГ до и после облучения гамма - квантами различных интенсивностей (0,5 кГр, 2 кГр, 10 кГр). На основе измерений рабочих характеристик гетеродина на ДГ и теоретических результатов радиационной стойкости ППСР сделаны выводы о радиационной стойкости к гамма облучению источника субтерагерцового излучения в целом.

- [1] Risacher C. et al. //. Astronomy & Astrophysics. 2016. Vol. 454. P. 17.
- [2] Federici J.F. et al. // Semicond. Sci. Technol. 2005. Vol. 20. P. 266.
- [3] Kürner T., et al. // J Infrared Milli Terahz Waves. 2014. Vol. 35. P. 53.
- [4] Vaks V. et al. Proc. of the 37th European Microwave Conference (Munich, Germany, October 2007).
- [5] Abd El-Basitet W. al. // Nuclear Engineering and Technology. 2016. Vol. 48. P. 1219.
- [6] Оболенская Е.С., Тарасова Е.А., Чурин А.Ю., Оболенский С.В., Козлов В.А. // ФТП. 2016. Т 50, № 12. С. 1605.
- [7] Павельев Д.Г., Васильев А.П., Козлов В.А., Оболенская Е.С. // ФТП. Т. 52, № 11. С. 1337.
- [8] Иванов А.С., Оболенский С.В. // Тез. докл.3-й Росс.-Бел. конф. "Современная элементная база радиоэлектроники и её применение" им. О.В. Лосева, 14–15 ноября 2017г. – Нижний Новгород, 2017. С. 20.
- [9] Иванов А.С., Павельев Д.Г., Кошуринов Ю.И., Панин А.Н., Вакс В.Л., Гавриленко В.И., Антонов А.В., Устинов В.М., Жуков А.Е. // ФТП. 2012. Т. 46, № 1. С. 125.

НЕМТ ТРАНЗИСТОР НА ПОДЛОЖКЕ GAAS С УЛУЧШЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В W ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

И.В. Макарцев^{1, 2)}, В.А. Беляков²⁾, А.Г. Фефелов²⁾, С.В. Оболенский^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского ²⁾ АО «НПП «Салют»

Введение

Интегральные схемы на основе полевых транзисторов широко распространены в системах связи, радиолокации, в космической аппаратуре. В последние годы большие усилия направлены на развитие устройств, работающих в Ка диапазоне, например, передатчиков и приемников систем космической связи. Транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе гетероструктур различного типа являются основными активными компонентами современной твердотельной СВЧэлектроники. В частности, на основе гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs были созданы высокочастотные усилители большой мощности, способные работать в миллиметровом диапазоне [1]. Тем не менее проблема создания усилителя с выходной мощностью более 110 мВт в диапазоне частот 90-110 ГГц до сих пор остается актуальной. В связи с этим необходимо создать транзистор, имеющий удельную крутизну вольт-амперной характеристики (BAX) более 500 мСм/мм, удельный ток более 600 мА/мм, граничную частоту усиления по току более 110 ГГц.

Исследуемые образцы

В работе были использованы приборные НЕМТ-гетероструктуры ES-228 и ES-344 с двухсторонним легированием канала (double HEMT), выращенные в АО «НПП «Салют» методом МОС-гидридной эпитаксии. Особенностями конструкции приборных double HEMT-гетероструктур является наличие дополнительного поставщика электронов в канал – высоколегированного слоя n^+ -AlGaAs, расположенного ниже канального слоя InGaAs, обеспечивающего поставку дополнительного количества электронов в проводящий канал, контактного слоя n^+ -GaAs для формирования омических контактов и технологического стоп-слоя AlAs, предназначенного для создания равномерного углубления подзатворной канавки методом селективного химического травления. Концентрация и подвижность 2D газа в канале составляет 3 10¹² см² и 7000 см²/(В с). В АО «НПП «Салют» были изготовлены три партии СВЧ полевых транзисторов с затвором длиной 100 нм и шириной 120 мкм: на структуре ES-228 травление проходило однократно, затвор расположен по центру между стоком и истоком (SR-HEMT GaAs), на структурах ES-344 проводилось двойное травление, затвор смещен к истоку транзистора (DR-HEMT GaAs). На рис. 1 показано изображение в растровом электронном микроскопе поперечного среза затвора транзистора, выполненного на подложке ES-344. Для другой подложки форма затвора и длина были аналогичными.





В таблице представлены типичные значения напряжения отсечки (V_{th}), напряжения пробоя затвора (V_{br}) по уровню 1 мА/мм, максимального рабочего напряжения сток-исток при максимальной крутизне (V_{DS max}), удельной максимальной крутизны (g_m) и удельного тока насыщения стока (I_{Dsat}) SR-HEMT транзисторов (ES-228) и DR-HEMT транзисторов (ES-344) на подложках GaAs.

Табл.

Структура, тип транзистора	V_{th}, \mathbf{B}	Vbr, B	<i>g</i> _{<i>m</i>} , мСм/мм (<i>V</i> _{DS} = 4 B)	<i>IDsat</i> , мА/мм	V _{DS max} , B
ES-228 SR-HEMT GaAs	1.4	13	400	450	5-6
ES-344 DR-HEMT GaAs	1.3	14	520	670	7-8

Из таблицы следует, что транзисторы, выполненные по технологии двойного травления на подложке GaAs (ES-344), показали значительно лучшие параметры: крутизну BAX на 30% больше, а удельный ток насыщения на 50% больше, чем выполненные по технологии однократного травления.

Малосигнальные высокочастотные S-параметры транзисторов были измерены с помощью векторного анализатора цепей в W диапазоне (75-110 ГГц). На рис. 2 показаны результаты измерений максимального стабильного усиления G_{max} изготовленных транзисторов, а также результаты моделирования S-параметров транзисторов (на рисунке показано сплошными линиями). Моделирования проводилось на основе малосигнальной эквивалентной схемы Поспешальского [2]. При этом предварительно учитывались внешние элементы цепи, необходимые для измерения параметров транзистора [3].

Исследованные транзисторы DR-HEMT на подложке GaAs демонстрируют высокие CBЧ-характеристики в миллиметровом диапазоне. В частности, G_{max} на частоте 100 ГГц больше 10 дБ, граничная частота ft составляет 120 ГГц (у SR-HEMT 108 ГГц). Таким образом, применение технологии двойного травления открывает перспективы использования HEMT транзисторов на подложке GaAs для создания мощных усилителей в миллиметровом диапазоне.

Исходя из СВЧ измерений НЕМТ транзисторов на частотах W диапазона, емкость обратной связи DR-НЕМТ транзистора на 30% меньше (около 11 фФ), чем у SR-НЕМТ (15 фФ), выполненных по технологии однократного травления. На основе технологии двойной канавки в АО «НПП «Салют» был изготовлен усилитель с коэффициентом усиления более 13 дБ и насыщенной мощностью 140 мВт в диапазоне 90-96 ГГц.



Заключение

Рис. 2

Технология двойного травления канавки под затвор позволяет улучшить параметры транзисторов, выполненных на основе гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs на подложке GaAs. Полученные значения тока насыщения 670 мА/мм, максимальной удельной крутизны 520 мСм/мм, граничной частоты 120 ГГц и максимального стабильного усиления более 10 дБ позволяют применять транзистор при проектировании монолитных интегральных схем средней мощности W диапазона. При этом уровни пробивных напряжений затвора и максимального рабочего напряжения по стоку потенциально повышают надежность работы транзисторов при повышенных уровнях входного сигнала.

- [1] Cho S., Wang C., Kim. N. // Microelectronic Engineering. 2014. Vol. 113. P. 11.
- [2] Pospieszalski M.W. // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1989. Vol. 37. P. 1340.
- [3] Koolen M., Geelen J. and. Versleijen M. // IEEE. 1991. P. 189.

МЕТОДИКА ПОСТРОЕНИЯ ПОДВИЖНОГО АППАРАТНО-ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДИОДНЫХ И ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУР НА ОБЛУЧАТЕЛЬНЫХ КОМПЛЕКСАХ С УЧЕТОМ МЕР ИНФОРМАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Уменьшение топологических норм изделий микроэлектроники приводит к улучшению их характеристик, в частности уменьшению энергии переключения элементов цифровых интегральных схем и уменьшению времени пролета рабочей области аналоговых устройств. Это снижает энергопотребление и обеспечивает дальнейшее увеличение числа элементов на кристаллах цифровых интегральных схем, а также улучшает коэффициент усиления и шумовые характеристики аналоговых устройств на все более высоких частотах. Экспериментально и теоретически установлено, что уменьшение размеров элементов микроэлектроники приводит к увеличению отказоустойчивости и снижению сбоеустойчивости, которая носит вероятностный характер. Это обусловливает интерес к исследованию радиационных эффектов в наноструктурах.

Появление на рынке программно-управляемых измерительных приборов, а также развитие вычислительной техники привели к возможности создания автоматизированных измерительных комплексов для функционального контроля реакции изделий микроэлектроники на радиационное воздействие. Так как информация, обрабатываемая в системах данного назначения, является конфиденциальной, то, в соответствии с законодательством РФ в области информационной безопасности, ее необходимо защищать. Поэтому необходимо предусмотреть ряд аппаратных, программных и организационных мер, позволяющих реализовать указанное требование.

Анализ современного состояния исследований

В настоящее время разработано множество различных моделей для оценки стойкости полупроводниковых приборов к радиационному воздействию. Предлагаемый авторами подход [1] позволяет сочетать в себе низкую погрешность измерения электрофизических параметров полупроводниковых приборов с методами экспрессобработки результатов измерений, которые позволят прогнозировать поведение данных структур различных уровнях воздействия ионизирующего излучения, а также предсказывать уровень радиационной стойкости на основе заданных параметров отказа полупроводникового прибора. В работе [2] коллективом авторов разработаны перспективные аппаратно-программные комплексы, позволяющие на основании экспресс-измерений образцов и сведений о внутренней структуре интегральной схемы предсказывать уровни стойкости к ионизирующим излучениям, а также уменьшать объем фактических испытаний за счет пропуска уровней нагружений, к которым выбранная структура будет заведомо стойкой.

Задачи, которые ставятся перед мобильным аппаратно-программным комплексом описывались ранее [3]. В данной работе основное внимание уделено оснастке комплекса, которая позволяет повысить точность измерений, а также повышению уровня

информационной безопасности комплекса относительно предыдущих концепций. На основании [4] была разработана схема компенсации наводок в измерительных линиях, позволяющая значительно снизить уровень основной наводки при непосредственно испытаниях. В рамках калибровок стендов измерений предлагается использовать дублирующую схему компенсации наводок для получения дифференциального сигнала (из основного сигнала измерений будет вычитаться паразитный сигнал, полученный от дублирующей схемы). Также для унификации аппаратно-программного комплекса с уже существующими системами измерений параметров предлагается использовать единую систему представления результатов измерений, позволяющую проводить как непосредственно экспресс-моделирование, так и использование мощностей суперкомпьютера «Лобачевский» для проведения детального моделирования и оценки правильности выбранных уровней нагружения на моделирующих установках.

Основные угрозы информационной безопасности и меры борьбы с ними

При оценке защищенности мобильного аппаратно-программного комплекса необходимо учитывать специфику его применения [5-7]. Аппаратная часть комплекса взаимодействует с основным сервером посредством локальной сети. При этом, с точки зрения угроз информационной безопасности, наиболее уязвимым звеном является именно сервер, поэтому для физической защиты от несанкционированного доступа необходимо использовать системы доверенной загрузки с многоуровневой аутентификацией и динамическими ключами доступа (технология «плавающий пароль»). На данный момент, наиболее доступной является система двухфакторной аутентификации (пароль и ключ доступа в виде флеш-токена либо ключа-«таблетки»). Однако, при необходимости, существуют и системы доступа с большим числом методов аутентификации пользователяя. При работе с различными измерительными стендами необходима возможность верификации стенда как доверенного источника информации (подтверждение пользователем с ролью не ниже администратора) со стороны сервера.

Для устранения возможности изменения или порчи, а также несанкционированного копирования информации с сервера предлагается ведение проводить резервное копирование всех создаваемых файлов на сетевое хранилище, организованное как gitсистема. Подобный подход обеспечит контроль целостности проектов, а также позволит отслеживать злонамеренные действия пользователей.

При разработке протокола обмена с измерительными стендами необходимо использовать дополнительные вычислительные узлы, позволяющие приводить измерения параметров к стандартизованному виду. Для сохранения конфиденциальности информации, обрабатываемой на данных вычислительных средствах предлагается использовать виртуальные машины, физически развернутые на мощностях основного сервера. Подобная структура усложнит попытку дистанционного получения контроля над системой и позволит вовремя отреагировать на нарушение протоколов функционирования оборудования. Также неотъемлемой частью подобной системы должна являться ложная уязвимость (в английской терминологии – «honeypot»), позволяющая реагировать на угрозы безопасности. Для более защищенных вариантов возможно применение технологии «deception» в рамках систем обнаружения вторжений. Данная система должна иметь собственный независимый вычислительный центр с невозможностью отключения его от сети.

Достигнутые результаты

В настоящее время разработана и внедрена эксплуатацию методика контроля параметров полупроводниковых слоев гетеронаноструктур позволяющая рассчитывать характеристики различных типов приборов на их основе [8], с заданным уровнем погрешности. Разработан пакет прикладных программ на основе алгоритма Монте-Карло [9], а также в квазигидродинамическом и диффузионно-дрейфовом приближениях [10], позволяющий проводить моделирование процессов переноса непосредственно после облучения. Изготовлены специализированные стенды для проведения измерений электрофизических параметров с заданной точностью измерений и возможностью динамического моделирования и уточнения параметров расчетов. Проведена оценка угроз информационной безопасности при создании данного комплекса, предложены меры по защите результатов измерений и моделирования от несанкционированного доступа, а также непреднамеренной порчи, либо утери [3].

- [1] Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Васин А.А., Тарасова Е.А., Хананова А.А., Линев А.В., Иванов А.Б., Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2018. № 4. С. 10.
- [2] Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Рябов А.А., Линев А.В., Чурин А.Ю., Оболенский С.В., Ротков Л.Ю. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2015. № 2. С. 24.
- [3] Овчинников С.В., Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Пузанов А.С. // В кн.: Труды XXIV научной конференции по радиофизике (г. Нижний Новгород, 13-31 мая 2020 г.). – Нижний Новгород, 2020 г. С. 100.
- [4] Тихонов А.И., Алексеев Г.С., Данилова И.М., Грунин А.В., Молитвин А.М. // В кн.: Труды всероссийской научно-технической конференции «Измерение ЭМС-2004» (г. Нижний Новгород, 15-16 декабря 2004 г.). – Нижний Новгород, 2004 г. С. 59.
- [5] ГОСТ Р 53114-2008 Защита информации. Обеспечение информационной безопасности в организации. Основные термины и определения.
- [6] ГОСТ Р ИСО/МЭК 13335-1-2006 Информационная технология (ИТ). Методы и средства обеспечения безопасности. Часть 1. Концепция и модели менеджмента безопасности информационных и телекоммуникационных технологий.
- [7] ГОСТ Р ИСО/МЭК 27001-2006 Информационная технология (ИТ). Методы и средства обеспечения безопасности. Системы менеджмента информационной безопасности. Требования.
- [8] Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2014. № 1-2. С. 64.
- [9] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 304.
- [10] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С., Скупов А.В. // Журнал радиоэлектроники. 2014. № 2. С. 10.

МОДЕЛЬ ОСТЫВАНИЯ КЛАСТЕРА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ ДЛЯ ФИЗИКО-ТОПОЛОГИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время накоплен обширный теоретический и практический материал по вопросам воздействия ионизирующих излучений на полупроводниковые материалы и приборы с характерными рабочими областями свыше 300 нм [1-3]. Однако, для структур с меньшими характерными размерами рабочей области исследование их функционирования при воздействии ионизирующих излучений только начинаются.

Для моделирования переноса носителей заряда в короткоканальных структурах одним из важнейших факторов является зависимость макроскопических параметров от температуры. Данная работа посвящена вопросу необходимости учета локального разогрева структуры при формировании радиационных дефектов.

Модель распространения тепла при формировании кластера радиационных дефектов

При рассмотрении задачи оценки изменения температуры кристалла, необходимо оценить характерные времена пролета первичного атома отдачи для оценки времени формирования разупорядоченных областей. При этом стоит учитывать, что минимальные времена, используемые при моделировании подобных структур физикотопологическими метолами не превышают значений 10⁻¹³ с. так как при меньших значениях времен не определено понятие температуры и нет возможности корректно задавать параметры, влияющие на результат моделирования. Для оценки времени пролета первичного атома отдачи в структуре была проведена следующая оценка. Пусть первичный атом получил некоторую энергию Е1 при взаимодействии с нейтроном. Тогда можно допустить, что вся энергия, переданная первичному атому вследствие взаимодействия с нейтроном, будет являться кинетической и ее можно выразить как $E_1 = (mv^2)/2$. Таким образом, можно найти примерное значение скорости движущегося первичного иона. В дальнейшем, при взаимодействии с кристаллической решеткой он будет терять данную энергию, а как следствие, и скорость. В случае, если для оценки дефектообразования используется система моделирования TRIM, то можно получить координаты взаимодействия данного первичного атома с кристаллической решеткой, тем самым, найти пройденное расстояние г между взаимодействиями и грубо оценить время между соударениями. Просуммировав эти времена получим общее время движения первичного атома отдачи для оценки времени образования разупорядоченных областей до стабилизации и отжига дефектов. Далее, данные были усреднены для 1000 реализаций структурных повреждений, полученных при помощи пакета моделирования TRIM. Результаты подобных расчетов для кремния и разных энергий приведены в таблице.

	Tuotiniqu	
Энергия первичного атома отдачи, кэВ	Время распространения первичного атома отдачи в структуре, с	
10	2,72.10-13	
50	4,53.10-13	
100	5,89.10-13	

Рассмотрим подробнее вопрос разогрева кристаллической решетки для заданных времен. Как известно из литературы [4, 5] температуры непосредственно после взаимодействия первичного атома отдачи с решеткой полупроводника могут составлять порядка 1300 °C, что будет существенно влиять на параметры структуры, такие как, к примеру, время релаксации энергии, теплопроводность, теплоемкость и т.д. В качестве оценки рассмотрим классическую задачу распространения тепла в сферических координатах [6]

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \Delta u, \tag{1}$$

Таблица

где a – коэффициент температуропроводности, $a^2 = k/(c \cdot \rho)$, k – теплопроводность, c – удельная теплоемкость, ρ – плотность. Начальные условия для решения задачи Коши данного уравнения будут представлены как $u(r, 0) = Q \cdot \delta(r)$, где Q – энергия, выделившаяся в результате взаимодействия с кристаллической решеткой первичного атома отдачи. Общим решением для подобных задач является решение в виде функции Грина:

$$G(r,t) = \frac{Q}{c\rho} \left(\frac{1}{2\sqrt{\pi a^2 t}}\right)^3 e^{-\frac{r^2}{4a^2 t}}.$$
 (2)

Исходя из характерных времен, используемых для моделирования полупроводниковых приборов, построим зависимость температуры от расстояния от точки энерговыделения для трех значений времени: 10⁻¹³ с, 10⁻¹² с, 10⁻¹¹ с (рис.).



88

Из графика видно, что при временах порядка 10^{-13} с локальная температура полупроводника может достигать значений порядка 1000 °С и описание поведения носителей заряда по сути, в точечном расплаве, слабо поддается описанию. Однако, на временах порядка 10^{-12} с– 10^{-11} с дополнительный разогрев падает до значений порядка единиц градусов и им можно пренебречь при расчетах на подобных временах. Также сточит учитывать, что точность определения макропараметров полупроводника и их калибровка на модели с учетом радиационного воздействия является достаточно грубой, так как погрешности определения экспериментальных флюенсов, а как следствие, и данных составляет величины порядка 20%.

Достигнутые результаты

На основе теории теплопроводности проведена оценка влияния температуры при моделировании с использованием физико-топологических методов. Показано, что при временной сетке расчета порядка $10^{-12} - 10^{-11}$ с непосредственным разогревом в области разупорядочения можно пренебречь ввиду высоких уровней погрешностей определения дозиметрии и флюенса.

- [1] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А., Волкова Е.В., Павельев Д.Г. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 12. С. 1585.
- [2] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1520.
- [3] 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.
- [4] Коноплева Р.Ф., Остроумов В.Н. Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием. М.: Атомиздат, 1975, 128 с.
- [5] Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Радиационная физика полупроводников. Киев: Наукова думка, 1979, 332 с.
- [6] Самарский А.А., Тихонов А.Н. Уравнения математической физики: Учебное пособие. – 6-е изд., испр. и доп. – М.: Изд-во МГУ, 1999, 798 с.

УЧЕТ ОТЖИГА ОДИНОЧНЫХ ДЕФЕКТОВ ДЛЯ ФИЗИКО-ТОПОЛОГИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИОДНЫХ СТРУКТУР

А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Для более полного учета внутренней структуры разупорядоченных областей необходим анализ как непосредственно размеров кластеров и субкластеров радиационных дефектов, так и моделирование процесса отжига, происходящего при стабилизации образовавшихся дефектов [1-3]. При этом, стоит отметить, что точный учет данного события на данный момент дают только системы, связанные с методами молекулярной динамики [4, 5]. Однако, для больших областей (размерами 100×100×100 нм) данная задача с расчетными временами порядка 100 пс является исключительно ресурсоемкой (времена расчета порядка недели с использованием ресурсов кластера суперкомпьютера «Лобачевский») и не может подходить для проведения оптимизационного моделирования в рамках оценки радиационной стойкости существующих или разработки перспективных наноструктур. В качестве более простого и менее ресурсоемкого метода предлагается модель учета отжига дефектов на базе данных, получаемых в среде моделирования TRIM. Данный пакет позволяет получить данные о непосредственном формировании разупорядоченных областей с конечными координатами смещенных атомов. Исходя из этих данных, а также данных о «разбегании» скоплений дефектов размером менее 5 нм с дальнейшим их преобразованием в точечные дефекты либо рекомбинацией, возникает необходимость построения адекватной модели учета отжига дефектов с последующей оценкой их пространственного распределения.

Описание модели учета отжига дефектов

На данный момент существует несколько разновидностей алгоритмов кластеризащии, основанных на оценке «похожести» сравниваемых объектов. В качестве такого критерия для алгоритмов, связанных с кластеризацией статистических данных выступает среднее расстояние между объектами. В данной работе в качестве алгоритма кластеризации был выбран так называемый алгоритм пространственной кластеризации с учетом плотности. Данный алгоритм имеет ряд преимуществ. В частности, он позволяет разделять расположенные близко области субкластеров дефектов, а также устойчив к наличию удаленных точек (выбросов по расстоянию), соответствующих одиночным дефектам. Также для данного алгоритма нет необходимости в задании начального числа кластеров в области, так как для любой реализации областей разупорядочивания это число является случайной величиной. Рассмотрим более подробно алгоритм пространственной кластеризации с учетом плотности. На первом шаге входные данные оцениваются по наличию рядом «соседей» – объектов, находящихся не более чем на минимальном удалении от заданного объекта. Если число таких точек достигает величины, которая указана в качестве нижней границы для данного типа объектов, то точка считается принадлежащей кластеру. Точки, имеющие недостаточное количество соседей считаются шумовой компонентой и исключаются из дальнейшего рассмотрения. После исключения шумовой компоненты производится кластеризация – оставшийся объем точек разделяется в соответствии с стандартным алгоритмом кластеризации по расстоянию. Исходные данные для моделирования приведены на рис. 1, а результаты работы алгоритма приведены на рис. 2.



Как видно из рисунка, все мелкие образования отожглись, тем самым произведен учет «разбегающихся» кластеров, а также дефектов, которые с большой долей вероятности проведут рекомбинацию.

Данный алгоритм был применен к различным одиночным реализациям, полученным в среде TRIM для различных энергий первичных атомов. Для каждой энергии были проведены по 100 реализаций кластеров радиационных дефектов и результаты отжига были усреднены. В качестве начальных энергий был использованы следующие величины: 50 кэВ, 75 кэВ, 100 кэВ и 150 кэВ (рис. 3).



Для данных энергий было посчитан процент дефектов, исключаемых из рассмотрения в дальнейшем относительно первично образованных. Как следует из графика, процент отжигаемых дефектов в случае взаимодействия атома азота с структурой нитрида галлия стремится к 100%. Это явления объясняется тем, что атом азота имеет значительно меньшую атомную массу по сравнению с атомом галлия, следовательно при прямом взаимодействии с атомом галлия, азот не может передать достаточное количество энергий для формирования вторичного атома отдачи с энергией более 1 кэВ, которые, как известно из литературы, и образуют скопления дефектов. В случае образования первичных атомов отдачи в бинарных полупроводниках расчет показал, что процент отжигаемых дефектов мал и при малых энергиях будет составлять 6-18% в диапазоне энергий 50-150 кэВ. Абсолютно иная ситуация наблюдается для кремния. В данном материале происходит отжиг до 60% всех дефектов вне зависимости от начальной энергии атома отдачи. Это объясняется тем, что при увеличении уровней энергии первичного атома отдачи происходит увеличение скорости движения атома, что влечет уменьшение времени взаимодействия с узлами кристаллической решетки и уменьшение энергии, которая на образование вторичных атомов отдачи. Также выбитые атомы будут иметь меньшую энергию, по сравнению со случаями, когда первичный атом отдачи будет иметь значительно меньшую энергию. Это в свою очередь, будет приводить к увеличению энергии, которая тратится на взаимодействие первичного атома отдачи с электронами. Такое изменение обусловлено тем, что электроны имеют значительно меньшую массу и необходимо гораздо меньшее количество энергии на разрыв связи электрона с кристаллической решеткой, нежели на образование пары Френкеля. На основе данных моделирования TRIM была получена зависимость линейной передачи энергии от энергии первичного атома отдачи для арсенида галлия (рис. 4). При этом рассматривались оба механизма передачи энергии – как атомам, так и электронам



Из графика видно, что при увеличении значения энергии первичного атома отдачи до величин выше 100 кэВ происходит увеличение линейной передачи энергии для взаимодействия электронов с первичным атомом отдачи и уменьшение величин энергии, которая тратится на взаимодействие первичного атома отдачи с атомами. Это означает, что при прочих равных с увеличением энергии первичного атома все большую роль будет играть ионизация.

Основной особенностью при подобном рассмотрении отжига является полное отсутствие возможности учета формирования мелких одиночных дефектов, так как для подобного анализа необходимо моделирование с использованием методов молекулярной динамики, что недопустимо с точки зрения использования подобных алгоритмов в задачах оптимизационного моделирования при разработке полупроводниковых приборов. Стоит отметить, что рассеяние на подобных дефектах, а как следствие, и снижение подвижности, происходит только у носителей заряда с малой энергией, находящихся в термодинамическом равновесии с кристаллической решеткой. В переносе «горячих» носителей заряда мелкие одиночные дефекты играют малозначительную роль, так как заряды точечных дефектов вносят несущественные искажения в их траектории движения. В современных гетеронаноструктурах, в общем случае, преобладают именно горячие носители, поэтому рассмотрением точечных дефектов можно пренебречь.

Достигнутые результаты

Разработан алгоритм учета отжига, позволяющий исключить из рассмотрения также и точечные дефекты. Алгоритм позволяет наиболее эффективно учитывать образование кластеров дефектов в гетеронаноструктурах.

Показано, что в диапазоне энергий 50-150 кэВ процент дефектов, исключаемых из расчетов примерно одинаков, что объясняется особенностями линейной передачи энергии при взаимодействии кристаллической решетки с первичным атомом отдачи.

- [1] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706.
- [2] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А., Волкова Е.В., Павельев Д.Г. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, №1 2. С. 1585.
- [3] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С. // Вестник ННГУ. Серия: Радиофизика. 2013. Вып. 2. С. 56
- [4] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1520.
- [5] 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.

МЕТОДИКА УЧЕТА НЕОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ ДЛЯ ИСХОДНЫХ ДАННЫХ ФИЗИКО-ТОПОЛОГИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Известно, что воздействие радиации приводит к образованию различного рода дефектов и ионизации полупроводника. В частности, при нейтронном облучении в результате каскадных смещений атомов помимо точечных дефектов образуются разупорядоченные области – кластеры дефектов, состоящие из более мелких и плотных образований – субкластеров. Такие объекты окружены пространственным зарядом и препятствуют движению электронов. При этом рассеяние термализованных носителей происходит на кластерах в целом и точечных дефектах, а горячих – на отдельных субкластерах.

При уменьшении активной области прибора изменяется характер переноса носителей заряда в ней. Ранее, авторами это было показано в работах [1-2]. При этом, стоит отметить, что существенно меняется и набор факторов, влияющих на подвижность носителей заряда в активной области. При уменьшении же размеров активной области до размеров, характерных для квазибаллистического пролета носителей заряда, уже отдельные реализации субкластеров дефектов могут нарушить функционирование прибора [3]. Также ранее авторами была построена модель, позволяющая проводить экстракцию макропараметров полупроводника на основе характерных размеров кластеров радиационных дефектов [4].

Описание модели аппроксимации дефектов

При аппроксимации областей разупорядочивания различных полупроводников авторами предлагается в качестве искомой функции использовать эллипсоид. В качестве алгоритма нахождения минимального эллипсоида, описывающего точки субкластеров был выбран алгоритм Хачияна [5]. Этот алгоритм позволяет проводить аппроксимацию в случае, если неизвестны ни полуоси эллипса, ни его центр. Данный алгоритм обладает быстрой сходимостью для относительной погрешности определения положения эллипса относительно аппроксимируемых точек порядка $\varepsilon = 10^{-2}$. При уменьшении этого показателя до величин порядка 10^{-5} и менее это значительно увеличивает время расчетов из-за увеличения количества оптимизационных итераций данного алгоритма.

В результате после применения данного алгоритма к точкам, полученным после отжига можно определить характерные размеры кластеров и субкластеров радиационных дефектов, которые необходимы для дальнейших расчетов. Пример работы данного алгоритма для неоднородностей, образованных в арсениде галлия первичным атомом отдачи с энергией 150 кэВ представлен на рис. 1.



Рис. 1

Данные алгоритмы были интегрированы в единый программный пакет, позволяющий на основании данных, генерируемых в TRIM, получать характерные размеры кластеров радиационных дефектов и субкластеров радиационных дефектов, руководствуясь алгоритмом, приведенным в работе [4].

Оценка подвижности для арсенида галлия

В случае потенциала жесткой сердцевины сечение рассеяния не зависит от угла рассеяния и энергии носителей заряда и равно:

$$\sigma = a^2, \tag{1}$$

где *a* – характерный размер большой полуоси эллипса. Тогда зависимость времени релаксации импульса от энергии носителей заряда примет следующий вид:

$$\tau_m(\varepsilon) = \frac{1}{4\pi N a^2} \sqrt{\frac{m}{2\varepsilon'}}$$
(2)

где m – эффективная масса носителей заряда, N – концентрацию рассеивающих центров (легирующей примеси). Среднее время релаксации можно выразить следующим образом:

$$\langle \tau_m \rangle = \frac{1}{3\pi \sqrt{\pi} N a^2} \sqrt{\frac{m}{2kT'}}$$
(3)

где *k* – постоянная Больцмана, *T* – средняя температура носителей в градусах Кельвина.

Для трех различных размеров субкластеров радиационных дефектов – 8, 10, 20 нм – было проведено моделирование времени релаксации в зависимости от энергии электронов при разных значениях размеров кластеров радиационных дефектов и флюенсе нейтронов 10¹⁵ см⁻². Полученные данные сравнивались с расчетом необлученного материала в соответствии с [6, 7]. Также произведен учет переброски электронов между долинами в соответствии с [7]. Результаты моделирования представлены на рис. 2.





При расчете времен релаксации необходимо учитывать уровни заселенностей долин, ввиду того, что эффективные массы электронов в них существенно разные.

Также была рассчитана подвижность для различных значений размеров субкластеров радиационных дефектов. В качестве модельных были взяты 7 нм, 10 нм и 20 нм. Результаты представлены на рис. 3.





На основе предложенного подхода можно решать обратную задачу – исходя из деградации подвижности восстанавливать структуру субкластеров радиационных дефектов, что является новым методом исследования электрофизических свойств полупроводников на микроуровне на основе макропараметров.

При дальнейшем рассмотрении стоит учитывать тот факт, что изменение подвижности, вызванное образованием субкластеров радиационных дефектов, будет локальным, то есть подвижность будет отличаться от подвижности необлученного материала только в объеме, ограниченном областями, выбор которых подробно рассмотрен в работе [8].

Полученные аналитические и численные оценки в дальнейшем будут применены при расчетах с использованием физико-топологического моделирования в диффузионно-дрейфовом и квазигидродинамическом приближениях.

Выводы

Показано, что в диапазоне энергий 50-150 кэВ процент дефектов, исключаемых из расчетов примерно одинаков, что объясняется особенностями линейной передачи энергии при взаимодействии кристаллической решетки с первичным атомом отдачи.

- [1] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 304.
- [2] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 1. С. 71.
- [3] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1520.
- [4] Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Насеткин К.А., Пузанов А.С. // Тр. ХХІV научной конференции по радиофизике. 13-31 мая 2020 г. – Нижний Новгород: ННГУ, 2020. С. 104.
- [5] Khachiyan, L. G. // Mathematics of Operations Research, 1996, Vol. 21, no. 2. P. 307.
- [6] Зеегер С. Физика полупроводников. М.:Мир, 1977. 615 с.
- [7] Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир, 1991. 632 с.
- [8] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С. // Вестник ННГУ. Серия: Радиофизика. 2013. Вып. 2. С. 56.

ДИФФУЗИОННО-ДРЕЙФОВАЯ МОДЕЛЬ С УЧЕТОМ ЗАВИСИМОСТИ ПОДВИЖНОСТИ ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ И РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Основным трендом микроэлектроники последнего десятилетия является уменьшение топологических размеров используемой элементной базы. Зачастую, входные цепи первичных цепей питания включают в себя стабилизирующие элементы и цепи преобразования переменного тока в постоянный (съемы «диодный мост» и прочие). Для стабилизации и преобразования переменного тока в основном используются высоковольтные диоды. Основным отличием таких диодов является высокое напряжение пробоя, достигаемое использованием низколегированных диодных структур [1]. Однако, у низколегированных структур при приложении напряжения обратной полярности в значительной степени увеличивается область пространственного заряда, характеризуемая высокими значениями напряженности поля в ней. В случае уменьшения геометрических размеров таких структур, процессы протекающие в области пространственного заряда будут иметь решающее значение в формировании выходного тока обратно смещенного диода. В качестве доминирующей особенности переноса через область пространственного заряда можно выделить зависимость подвижности носителей заряда от напряженности поля внутри этой области.

Описание особенностей математической модели

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

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

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{pn - n_i^2}{\tau_p (n + n_i) + \tau_p (p + n_i)'}$$
(2)

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{pn - n_i^2}{\tau_p(n + n_i) + \tau_p(p + n_i)'}$$
(3)

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

$$j_n = qn\mu_n E - qD_n \frac{\partial p}{\partial x'},\tag{5}$$

где μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок, D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок, j_n и j_p – плотности электрического тока электронов и дырок, τ_n и τ_p – времена релаксации электронов и дырок, E – напряженность электрического поля, ε – диэлектрическая проницаемость материала, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, φ – потенциал электрического поля, q – элементарный заряд, N_d и N_a – концентрации доноров и акцепторов, n_i – собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике. При введениии зависимости подвижности от напряженности поля внутри структуры данная зависимость вводится через скорости переноса электронов и дырок следующим образом:

$$v_n(E) = \frac{\mu_n E}{\sqrt{1 + (\mu_n E/v_s)^2}},$$
(6)

$$v_p(E) = \frac{\mu_p E}{1 + (\mu_n E/v_s)^2},\tag{7}$$

где $v_s = 10^7$ см/с, μ_n – подвижность электронов, μ_p – подвижность дырок. Полный вывод дискретизации уравнений системы (1-5) с учетом (6, 7) не приводится ввиду его громоздкости.

Результаты моделирования и их обсуждение

В качестве модельной структуры были рассмотрены три структуры с одинаковыми технологическими характеристиками (материал, уровни легирования, профиль легирования), но разной длиной, а именно 10 мкм, 50 мкм и 100 мкм. Было проведено моделирование переноса носителей заряда в диффузионно-дрейфовом приближении с учетом зависимости подвижности от напряженности поля в структуре и без учета данного явления. Наиболее сильные отличия получены при моделировании обратной ветви вольтамперных характеристик структуры размером 10 мкм и предельных уровнях значения обратного напряжения, приложенного к структуре (рис. 1).



обратная ветвь вольт-амперной характеристики для постоянной подвижности

Рис. 1



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

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



Выводы

Разработана диффузионно-дрейфовая модель, позволяющая проводить учет зависимости подвижности от напряжённости поля в полупроводнике. Наиболее явно данный эффект проявляется в низколегированных структурах.

Проведен расчет обратных веток вольтамперных характеристик низколегированных высоковольтных выпрямительных диодов с учетом радиационного воздействия.

- [1] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2009. Т. 38, № 1. С. 64.
- [2] Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Радиационная физика полупроводников. Киев: Наукова думка, 1979, 332 с.

ФИЗИКО-ТОПОЛОГИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОДИНОЧНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ДИОДНЫХ СУБМИКРОННЫХ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ С УЧЕТОМ РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ГАЗА В ТРЕКЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Основным направлением развития электронной компонентной базы является микроминиатюризация – уменьшение массогабаритных характеристик, энергопотребления, снижение стоимости при одновременном повышении быстродействия и надежности, в том числе, в условиях негативного воздействия внешней среды, например, космического пространства. Известно, что действие ионизирующих излучений космического пространства приводит как к постепенной деградации характеристик дискретных полупроводниковых приборов и интегральных схем, так и одиночным сбоям и отказам, вызванных переходными ионизационными процессами в элементах. Для оценки сбоеустойчивости традиционная модель оперирует понятиями величин собранного заряда в треке заряженной частицы и критического заряда, необходимого для переключения или отказа элемента. В том случае, если величина собранного заряда превосходит величину критического заряда, происходит сбой или отказ. Таким образом, традиционная модель является интегральной, что справедливо в том случае, если длительность возбуждающего воздействия существенно меньше времени переключения. Однако уменьшение топологических норм элементов позволило снизить инерционность, что ведет к влиянию формы протекающего импульса тока и необходимости детального расчета переходных ионизационных процессов в субмикронных полупроводниковых структурах с учетом разогрева и последующей релаксации энергии горячих неравновесных носителей заряда в треке заряженной частицы.

Математическая модель

В соответствии с современными представлениями [1-3], заряженная частица формирует трек, состоящей из ядра, которое окружено оболочкой. Область ядра полностью ионизована, концентрация неравновесных носителей заряда достигает значений $2 \cdot 10^{23}$ см⁻³, характерный радиус ядра составляет $r_c = \frac{v}{\omega_{pl}}$, где v – скорость заря-

женной частицы, $\omega_{pl} = \sqrt{\frac{4\pi n q^2}{m}}$ – плазмонная частота, q и m – заряд и масса электрона, n – концентрация валентных электронов среды. В области оболочки энерговыделение спадает пропорционально r^2 , характерный радиус оболочки равен максимальной длине пробега δ -электронов.

В простейшем случае, функция плотности вероятности передачи энергии первичного атома отдачи валентным электронам может быть получена из дифференциального сечения рассеяния. Более точным представляется подход, основанный на диэлектрическом формализме. В этом случае распределение передаваемой энергии $p(\Delta E)$ может быть описано следующим выражением [4]

$$p(\Delta E) \propto \frac{1}{\frac{5B(\Delta U_{peak} - 1)^{\frac{3}{2}} (B\Delta U_{peak} + 1)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\frac{\Delta E}{E_g} - 1}} + \left(B\frac{\Delta E}{E_g} + 1\right)^{\frac{5}{2}}}$$
(1)

где ΔE – величина передаваемой электронно-дырочной паре энергии, E_g – ширина запрещенной зоны, $\Delta U_{peak} = 2,5$, B = 0,1 для кремния и B = 0,3 для арсенида галлия – параметры модели.

Распределение по энергии генерируемых электронов E_e и дырок E_h для заданной величины передаваемой электронно-дырочной паре энергии определяется условной вероятностью [4]

$$p(E_h, E_e | \Delta E) \propto \rho_v(E_h) \rho_c(E_e), \tag{2}$$

$$E_e = \Delta E - E_h - E_g,\tag{3}$$

где $\rho_v(E_h)$ и $\rho_c(E_e)$ – функции плотности состояний дырок в валентной зоне и электронов в зоне проводимости. Для расчетов плотности состояний использовался метод эмпирического псевдопотенциала [5].

Для моделирования релаксации начального распределения по энергии горячих неравновесных электронов и дырок в треке заряженной частицы применялась оригинальная компьютерная программа для анализа переноса носителей заряда в субмикронных полупроводниковых структурах на основе кремния [6] и арсенида галлия [7]. Параметры модели и методика моделирования взяты из работы [8].

Результаты и их обсуждение

Начальные распределения по энергии горячих неравновесных носителей заряда в треке заряженной частицы в кремнии и арсениде галлия приведены на рис. 1 и рис. 2 (·····), соответственно. Как следует из вышеприведенных формул начальные распределения по энергии горячих неравновесных электронов и дырок определяются энергетической зависимостью плотности состояний носителей заряда (—) в валентной зоне и зоне проводимости, а также функцией распределения передаваемой энергии.

За время пролета заряженной частицы через область моделирования (~0,1 пс) температуры электронов и дырок вдоль трека выравниваются и составляют $T_e = 5230$ К и $T_h = 3130$ К для кремния [9], $T_e = 6650$ К и $T_h = 940$ К для арсенида галлия. Приведенные значения температур соответствуют экспериментально определенной электронной температуре в аморфном углероде для энергии налетающего иона 5 МэВ/а.е.м [2].

Дальнейшая релаксация энергии неравновесных носителей заряда происходит за счет взаимодействия с решеточной подсистемой и выноса энергии из трека заряженной частицы за счет его диффузионного размытия. На рис. 1 и рис. 2 приведена динамика релаксации энергии горячих электронов и дырок в треке заряженной частицы в кремнии и арсениде галлия через 0,025 пс (---), 0,05 пс (---) и 0,075 пс (---).



- [1] Митерев А.М. // Успехи физических наук. 2002. Т. 172, № 10. С. 1131.
- [2] Комаров Ф.Ф. // Успехи физических наук. 2003. Т. 173, № 12. С. 1287.
- [3] Комаров Ф.Ф. // Успехи физических наук. 2017. Т. 187, № 5. С. 465.
- [4] Narayan R.D., Miranda R., Rez P. // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 111, № 6. P. 064910.
- [5] Cohen M.L., Bergstresser T.K. // Physical Review. 1966. Vol. 141, № 2, P. 789.
- [6] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 304.
- [7] Забавичев И.Ю., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 945.
- [8] Fischetti M.V., Laux S.E. // Physical Review B. 1988. Vol. 38, № 14. P. 9721.
- [9] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ВОССТАНОВЛЕНИЯ РЕАКЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР НА РАДИАЦИОННОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ С УЧЕТОМ ДЛИННЫХ ЛИНИЙ

А.Р. Сазонов, А.С. Пузанов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Прогнозирование поведения полупроводниковых структур на радиационное воздействие при помощи математических моделей, в том числе сеточных методов решения системы моментных уравнений переноса [1, 2], стохастических алгоритмов решения кинетического уравнения Больцмана на основе процедуры Монте-Карло [3, 4], клеточных автоматов, нейросетевых алгоритмов, требуют большого объема исходных данных для настройки и калибровки. К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал, постоянно обновляемый при исследованиях и испытаниях [5], однако проблемой является существенная разнородность имеющихся данных, что обусловлено многими факторами: различными амплитудно-временными и спектрально-энергетическими характеристиками излучений моделирующих установок, условиями проведения облучательных экспериментов, объемом контролируемых параметров и так далее. При этом принципиальной особенностью проведения радиационных исследований и испытаний является дистанционный контроль регистрируемых параметров в процессе и после облучения, для чего используются специализированные измерительные линии, вносящие искажения в полученные результаты.

В нашей предыдущей работе [6] была получена передаточная характеристика несогласованной длинной линии, а также представлена методика восстановления реакции полупроводниковых структур на радиационное воздействие, исключающая влияние длинной линии. При этом параметры длинной линии предполагались известными, что реализуется далеко не всегда. В данной работе рассматривается обратная задача восстановления реакции полупроводниковых структур на радиационное воздействие с учетом несогласованной длинной линии.

Математическая модель

Передаточная характеристика несогласованной длинной линии *H*(*j* ω) записывается в виде [6]

$$H(j\omega) = \frac{\left(1 - \Gamma_1(j\omega)\right) \times \left(1 - \Gamma_2(j\omega)\right) \times e^{jk(j\omega)l}}{1 + \Gamma_1(j\omega) \times \Gamma_2(j\omega) \times e^{2jk(j\omega)l}},\tag{1}$$

$$\Gamma_1(j\omega) = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1},$$
(2)

$$\Gamma_2(j\omega) = \frac{Z_3 - Z_2}{Z_3 + Z_2},$$
(3)

$$k(j\omega) = \alpha + j\beta, \tag{4}$$

где $\Gamma_1(j\omega)$ и $\Gamma_2(j\omega)$ – коэффициенты отражения на входе и выходе длинной линии, Z_1 , Z_2 , Z_3 – комплексные импедансы объекта исследований или испытаний, длинной линии, осциллографа, $k(j\omega)$ – комплексное волновое число, α – коэффициент фазы, β – коэффициент затухания, l – длина линии. Данные величины (кроме Z_1 и Z_3) определяются через погонные сопротивление R, проводимость G, емкость C, индуктивность L длинной линии с медными проводами [7]

$$\alpha = 2\pi f \cdot \sqrt{LC},\tag{5}$$

$$\beta = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C'}},\tag{6}$$

$$R(f) = 0,0835 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{f} \cdot \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{D}\right) \,\mathrm{Om/M},\tag{7}$$

$$G(f) = 2\pi f C \cdot tan \,\delta \,\,\mathrm{Cm/m},\tag{8}$$

$$C = \frac{10^{-9} \cdot \varepsilon}{18 \cdot \ln \frac{D}{d}} \Phi/\mathrm{M},\tag{9}$$

$$L = 2 \cdot 10^{-7} \cdot \ln \frac{D}{d} \, \Gamma_{\rm H}/{\rm M},\tag{10}$$

$$Z_2 = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon}} \cdot \ln \frac{D}{d} \text{ Om}, \tag{11}$$

где f – частота, δ – угол диэлектрических потерь, ε – диэлектрическая проницаемость, d и D – диаметры внутреннего и внешнего проводов. Для D/d = 3,6 и $\varepsilon = 2,28$ импеданс длинной линии составляет 50 Ом.

В условиях облучательного эксперимента входное сопротивление осциллографа часто составляет 1 МОм, а импеданс исследуемого объекта меньше импеданса длинной линии, то есть $Z_1 \ll Z_2 \ll Z_3$ и $\Gamma_1 \approx 1$, $\Gamma_2 \approx 1 - длинная линия разомкнута. Можно показать [7], что при длине разомкнутой линии в пределах от 0 до <math>\lambda/4$ импеданс носит емкостной характер, а на участке от $\lambda/4$ до $\lambda/2 -$ индуктивный. Дальше через каждые четверть волны происходит чередование характера реактивности линии. При длине линии $\lambda/4$, $3\lambda/4$, $5\lambda/4$ и так далее входное сопротивление равно нулю и линия ведет себя как резонансный контур с последовательным соединением L и C. При длине линии $\lambda/2$, λ , $3\lambda/2$ и так далее сопротивление ее равно бесконечности и линия может быть эквивалентна резонансному контуру, составленному из параллельно включенных индуктивности и емкости.

Таким образом, условие резонанса разомкнутой линии

$$l = \frac{\lambda \cdot n}{2} - \frac{\lambda}{4},\tag{12}$$

где *n* – натуральное число. Частота резонанса

$$f_{\rm pes} = \frac{c}{l\sqrt{\varepsilon}} \left(\frac{n}{2} - \frac{1}{4}\right),\tag{13}$$

где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с скорость распространения электромагнитных волн в свободном пространстве.

Методика восстановления реакции полупроводниковых структур

Проводится преобразование Фурье зарегистрированного сигнала y(t) в частотную область $Y(j\omega)$

$$Y(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} y(t) \cdot e^{-j\omega t} dt.$$
(14)

На спектре $Y(j\omega)$ находятся резонансные частоты f_n , из которых вычисляется предположительная длина коаксиального кабеля

$$l = \frac{c}{f_n \cdot \sqrt{\varepsilon}} \left(\frac{n}{2} - \frac{1}{4}\right). \tag{15}$$

Подбирается Z_1 передаточной характеристики длинной линии $H(j\omega)$ при условии, что $Z_3 = 1$ МОм так, чтобы спектр исходного сигнала $X(j\omega) = Y(j\omega) / H(j\omega)$ резонансов не имел.

Проводится обратное преобразование Фурье исходного сигнала $X(j\omega)$ во временную область x(t)

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} X(j\omega) \cdot e^{j\omega t} d\omega.$$
(16)

Результаты и их обсуждение

Спектр зарегистрированного сигнала $|Y(j\omega)|$ приведен на рис. 1. Резонансные частоты составляют 2,23 МГц, 6,69 МГц, 11,15 МГц и так далее. Это позволяет оценить длину коаксиального кабеля, которая равна 22,4 м, что находится в хорошем совпадении с типовой длиной измерительной линии 20...25 м [5]. Подбор импеданса объекта исследований по критерию отсутствия резонансов на спектре исходного сигнала $|X(j\omega)|$ (рис. 1) дал величину $Z_1 = 5$ Ом.

Результаты восстановления исходного сигнала x(t) приведены на рис. 2. Видно, что длительность переходного ионизационного процесса существенно укорачивается, что обусловлено инерционными свойствами длинной линии, переколебания, вносимые длинной линией на исходном сигнале отсутствуют.



- [1] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С., Скупов А.В. // Журнал радиоэлектроники. 2014. Т. 17, № 2. С. 10.
- [2] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52, № 11. С. 1295.
- [3] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2010. № 3. С. 46.
- [4] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 304.
- [5] Бутин В.И., Зинченко В.Ф., Романенко А.А. Система радиационных испытаний изделий электронной техники. – Владимир: Изд-во ВГУ, 2002, 190 с.
- [6] Сазонов А.Р., Пузанов А.С. // В кн.: Тр. XXIV научной конференции по радиофизике. 13-31 мая 2020 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2020. С. 111.
- [7] Белоруссов Н.И., Гроднев И.И. Радиочастотные кабели. М.: Госэнергоиздат, 1959, 320 с.

АНАЛИЗ ПЕРЕХОДНЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ТРЕКЕ ПЕРВИЧНОГО АТОМА ОТДАЧИ В СУБМИКРОННЫХ ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУРАХ

И.Ю. Забавичев, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский

ННГУ им. Лобачевского

Введение

Главным трендом развития современной аналоговой и цифровой твердотельной электроники является уменьшение размеров полупроводниковых структур, которое сопровождается улучшением характеристик полупроводниковых приборов за счет одновременного уменьшения времени пролета электронами и дырками рабочей области аналоговых элементов и уменьшения энергии переключения цифровых элементов. Также уменьшение топологических норм изготовления полупроводниковых структур приводит к росту числа элементов цифровых микросхем и увеличению предельных частот аналоговых устройств. Вместе с этим уменьшение размеров полупроводниковых злементов до размеров, сопоставимых с длиной релаксации энергии (около 30 нм для электронов в кремнии), в свою очередь ведет к большему проявлению физических эффектов, связанных с горячими носителями заряда [1-3].

В работе [4] представлена вычислительная методика детального расчета спектра возбуждений вторичных частиц в кремнии, в которой помимо анализа движения первичной частицы учитываются процессы, связанные с релаксацией энергии и переносом вторичных частиц. В данной работе на основе полученных расчетов проведена оценка переходных ионизационных процессов в кремниевых субмикронных транзисторных структурах. Целью данной работы являлось моделирование тока ионизации, возникающего в треке первичного атома отдачи. Решение поставленной задачи проводилось в том числе при помощи метода молекулярной динамики на суперкомпьютере «Лобачевский».

Математическая модель

Детальное описание математической модели расчета спектра горячих носителей заряда представлен в работе [4]. Распределение вероятностей передаваемой электронно-дырочной паре энергии $p(\Delta E)$ может быть описано следующим выражением [5]:

$$p(\Delta E) \propto \frac{1}{\frac{5B\left(\Delta U_{peak} - 1\right)^{\frac{3}{2}}\left(B\Delta U_{peak} + 1\right)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\frac{\Delta E}{E_g} - 1}} + \left(B\frac{\Delta E}{E_g} + 1\right)^{\frac{5}{2}}},$$
(1)

где ΔE – величина передаваемой электронно-дырочной паре энергии, E_g – ширина запрещенной зоны, B = 0,1 и $\Delta U_{peak} = 2,5$ для кремния – параметры модели.

Распределение по энергии генерируемых электронов E_e и дырок E_h для заданной величины передаваемой электронно-дырочной паре энергии определяется условной вероятностью [5]

$$p(E_h, E_e \mid \Delta E) \propto \rho_v(E_h) \rho_c(E_e), \qquad (3)$$

$$E_e = \Delta E - E_h - E_g , \qquad (4)$$

где $\rho_v(E_h)$ и $\rho_c(E_e)$ – функции плотности состояний дырок в валентной зоне и электронов в зоне проводимости.

Данное распределение использовалось при расчете энергетического спектра горячих носителей заряда в кремнии, радиационно-сгенерированных в треке первичного атома отдачи.

Результаты расчетов и их обсуждение

Для моделирование переходных ионизационных процессов была выбрана субмикронная n+-n-n+ кремниевая структура, в которой длина n-области составляет 100 нм с уровнем легирования 10^{17} см⁻³. Расчеты переноса носителей заряда выполнены с помощью метода Монте-Карло. В качестве механизмов рассеяния учитывались акустические и оптические фононы, рассеяние на ионизованной примеси, и ударная ионизация.

В данной структуре для внешнего приложенного напряжения 0,1 В моделировалось воздействие импульса ионизирующего излучения путем генерации неравновесных носителей заряда вблизи стока транзистора, с распределением по энергиям, заданным выражением (3).

При моделировании процесса формирования трека первичного атома отдачи кремния использовался пакет прикладных программ LAMMPS [6] для оценки энергии, переданной от подвижных атомов вещества в электронную подсистему. В качестве объекта исследований была выбрана кремниевая структура с размерами 500×500 A (8000000 атомов), в которой моделировалась эволюция разупорядоченной области атомных смещений в течении 100 пикосекунд, образованной первичным атомом отдачи кремния с кинетической энергией 3, 12 и 50 кэВ [7]. Вдоль трех ортогональных направлений использовались периодические граничные условия, тем самым, моделируя поведение атомов в объемном материале. Для учета электронных потерь движущихся атомов, использовалась двухтемпературная модель [8], которая основана на уравнении тепловой диффузии.

На рис. 1 представлена динамика изменения энергии, переданной в электронную подсистему в течение всего времени моделирования.



Как следует из рис. 1, характерное время, за которое происходит передача основной энергии в электронную подсистему слабо зависит от энергии первичного атома отдачи и составляет 0,1 пс.

Результаты моделирования переходных ионизационных процессов приведены на рис. 2 для начальных энергий первичного атома отдачи 3 кэВ, 12 кэВ и 50 кэВ.



Как следует из рис. 2, максимальная амплитуда импульса ионизационного тока зависит от начальной энергии первичного атома отдачи и составляет: 1.96 кА/см² для 3 кэВ, 1.99 кА/см² для 12 кэВ и 2.46 кА/см² для 50 кэВ.

- Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. Вильнюс: Мокслас, 1989, 264 с.
- [2] Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир, 1991, 632 с.
- [3] Забавичев И.Ю., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 945.
- [4] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.
- [5] Narayan R.D., Miranda R., Rez P. // Journal of Applied Physics. 2012. Vol. 111, № 6, P. 064910.
- [6] Plimton S. // Journal Computational Physics. 1995. Vol. 117, № 1. P. 1.
- [7] 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.
- [8] Duffy D., Rutherford A., Phys J. -: Condens. Matter, 19, 016207 (2007).

Секция «Электроника»

Заседание секции проводилось 18 мая 2021 г. Председатель – С.В. Оболенский, секретарь – Е.С. Оболенская. Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.