

Труды XXIX научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ЭЛЕКТРОНИКА»**

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

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВДОЛЬ КАНАЛА МОЩНОГО НЕМТ

А.Д. Анисимова, С.В. Оболенский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Высокоэлектронноподвижные транзисторы (НЕМТ) применяются в радиочастотной, космической и военной электронике. При работе таких приборов в условиях высокой плотности тока и напряжения в активной зоне возникает локальный нагрев [1]. Для схемы с частотой 94-98 ГГц и мощностью ≈ 150 мВт основной задачей является определение максимальной температуры в активной области НЕМТ — в зоне под затвором. Надёжность прибора напрямую зависит от температурного режима канала, однако экспериментально измерить локальную температуру затруднительно, так как нагрев сконцентрирован в узкой области длиной много меньше 0.1 мкм.

Для предварительной оценки максимальной температуры используется аналитическая модель в цилиндрической геометрии [2]. Внутренний радиус зоны тепловыделения не задан конструктивно и определяется по профилю времени релаксации импульса, рассчитанному с использованием численной модели.

Объект и методы моделирования

Объектом моделирования является мощный полевой транзистор с барьером Шоттки (ПТШ), реализованный на основе гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs [3]. В канале гетероструктуры формируется двумерный электронный газ (2DEG) в виде тонкого слоя свободных электронов, благодаря которому обеспечивается высокая подвижность и насыщенная скорость носителей.

Из-за малых размеров активной зоны и высокой плотности тока именно в области под затвором формируется максимум поля, что и является источником локального перегрева [4].

В работе был реализован комбинированный подход к моделированию теплового режима в канале транзистора.

Для оценки температуры использовалась аналитическая модель, основанная на решении уравнения теплопроводности в цилиндрической геометрии, то есть рассматривается задача о толстостенной трубе

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left(r \cdot \frac{dT}{dr} \right) = -\frac{q}{k}, \quad (1)$$

где r – радиальная координата, $T(r)$ – распределение температуры, q – объёмная плотность тепловыделения ($\text{Вт}/\text{м}^3$), k – теплопроводность материала ($\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$).

Данная модель применима, так как локальный нагрев происходит в центре канала, в области под затвором, а теплоотвод через подложку.

Решение уравнения в стационарной постановке даёт зависимость температуры от радиальной координаты

$$T(r) = T_{внеш} + \frac{P}{2\pi kh} \cdot \ln\left(\frac{r_{внеш}}{r_{вн}}\right), \quad (2)$$

где $T_{внеш}$ – температура внешнего теплоотвода (подложки), P – мощность тепловыделения от одной ячейки, h – толщина активной зоны, $r_{вн}$ – радиус области тепловыделения, $r_{внеш}$ – радиус теплоотвода.

Внутренний радиус критически влияет на результат, но именно он не задан нам конструктивно.

Для его нахождения используется приближенная квазигидродинамическая численная модель [5]. Она основана на решении уравнения баланса энергии

$$\frac{dW}{dt} = qvE(x) - \frac{W - W_0}{T_w(W)} \quad (3)$$

и баланса импульса

$$m(W) \cdot \frac{dv}{dt} = qE(x) - \frac{m(W) \cdot v}{T_p(W)}, \quad (4)$$

где W – полная кинетическая энергия носителя, W_0 – энергия равновесного состояния, $T_w(W)$ – время релаксации энергии, v – скорость носителя, $m(W)$ – эффективная масса, зависящая от энергии, $E(x)$ – электрическое поле, $T_p(W)$ – время релаксации импульса.

Результаты моделирования

Решение численной модели даёт профили электрического поля, потенциальной энергии, но главным результатом является расчёт профиля времени релаксации импульса, представленный на рисунке. Провал времени релаксации импульса указывает на зону интенсивного взаимодействия с оптическими фононами, которая соответствует локальному нагреву в канале.

Пока что время релаксации импульса не зависит от температуры, поэтому в дальнейшем потребуется итерационный пересчёт. На данном этапе работы все результаты рассматриваются как первое приближение.

Через ширину провала времени релаксации находится внутренний радиус зоны тепловыделения. Результаты для каждого режима работы представлены в таблице. Подстановка полученных результатов в формулу для распределения температуры даст значения максимальной температуры в области под затвором транзистора. При незначительном изменении мощности температура резко возрастает и прибор может выйти из строя. Это подчеркивает необходимость расчёта теплового режима и учета его влияния на параметры транзистора.

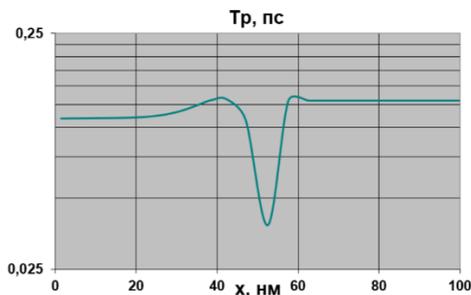


Рис.

Табл.

Режим работы	Напряжение, В	Ток, мА	Внутренний радиус, нм	T_{max} , °С
Штатный режим	3,25	39	10	125
Предельный режим	5.5	40	8,5	197
Аварийный режим	10	80	7	658

Заключение

В рамках данной работы реализован комбинированный подход к моделированию температурного режима в канале HEMT. Для рабочего режима устройства получено, что температура в центре активной области достигает ≈ 125 °С – это подтверждает наличие локального перегрева даже при умеренной мощности.

В отличие от транзисторов с субмикронными затворами длиной 0.5-1 мкм:

- в современных структурах отсутствует взаимный нагрев между секциями – тепловые зоны изолированы;
- температура вдоль канала существенно неоднородна: под затвором она в несколько раз выше, чем у истока и стока;
- появляется необходимость учёта координатного температурного градиента в уравнениях переноса электронов, что усложняет модель.

Имеющиеся на предприятиях России системы САПР не позволяют учитывать такие эффекты. В дальнейшем планируется разработка собственного пакета программ.

- [1] Lebedev S., Shulekina E. Thermal analysis of InGaAs-based HEMT using TCAD tools // *Physica Status Solidi C*. 2021. Vol. 18, no. 1. Article 2100096.
- [2] Оболенский В.С., Кутырев С.С. Модели тепловых процессов в полупроводниковых приборах: математическое моделирование и применение в промышленности. — М.: Наука, 2012, 385 с.
- [3] Де Лоренце Д., Кондулоре П. Полупроводниковые приборы Шоттки. — М.: Радио и связь, 1986, 320 с.
- [4] Шур М.С., Сеницин А.В. Мощные полупроводниковые приборы. — М.: Техносфера, 2009, 400 с.
- [5] Obolensky S.V., Tarasova E.V. et al. Numerical analysis of thermal degradation in AlGaAs/InGaAs HEMT under radiation exposure // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2020. Vol. 67, no. 4. P. 1490.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОФИЛЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛА В МОЩНЫХ GaN СВЧ ТРАНЗИСТОРАХ И УСИЛИТЕЛЯХ НА ИХ ОСНОВЕ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

А.А. Дудин^{1,2)}, Д.С. Асеев^{1,2)}, А.Г. Кузьмичев¹⁾, И.В. Макарецев¹⁾,
А.Д. Недошивина²⁾, А.С. Пузанов²⁾, Е.В. Волкова²⁾, С.В. Оболенский²⁾

¹⁾ АО «НПП «Салют»

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Объект исследования

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование формирования нестационарных тепловых полей в наноструктурах мощных многосекционных GaN транзисторов в условиях импульсного режима работы в составе интегральных схем усилителей мощности. Важно, что количество и геометрические размеры параллельно включенных секций транзисторов (до 100 шт. и более), которые реализуются для достижения требуемой мощности, определялись исходя не из решения тепловой задачи, а в связи с электродинамическими особенностями деления входного сигнала между секциями транзисторов и суммированием выходного сигнала секций в фазе. Указанное определяло конструкцию мостов Ланге и/или иных электродинамических решений, позволяющих использовать до 10^3 - 10^4 каналов (секций транзисторов) усиления сигнала в итоговом блоке усилителя мощности (1 кВт и более) [1]. Стремление использовать аналогичные подходы в блоках аппаратуры миллиметрового диапазона длин волн требует минимизации габаритов на всех уровнях устройства от длин затворов транзисторов до размеров итоговых сумматоров в блоке аппаратуры. На рис. 1 показана одна секция СВЧ GaN транзистора. Расстояние между секциями варьируется от 15 до 50 мкм в зависимости от диапазона частот и рассеиваемой мощности. Рис. 2 иллюстрирует макет СВЧ усилителя мощности: а) фотография; б) состав слоев, через которые отводится тепло. Обозначения: 1 – СВЧ GaN микросхема (макет); 2 – медное основание; 3 – термопаста; 4 – медная прокладка; 5 – тепловод; 6, 7 – терморпары.

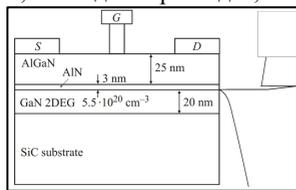


Рис. 1

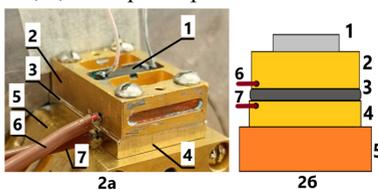


Рис. 2

Проблема

Обычно из-за многосекционной конструкции транзисторов с микронными длинами канала тепловые поля отдельных секций складывались в единое поле транзистора и микросхемы в целом. В последние годы, в связи с прогрессом технологий нанoeлектроники – значительным снижением длин затворов транзисторов, градиенты распределения температуры стали на порядки выше. Особенно это важно в случае импульсных режимов работы с короткими импульсами при большой скважности. Уменьшение

размеров областей тепловыделения в каналах транзисторов приводит к тому, что температура падает в основном внутри одной секции транзистора или внутри микросхемы, где есть обмен теплом между секциями транзисторов и между транзисторами.

Модель

В работе предложена комплексная многоуровневая самосогласованная модель теплопереноса в блоке аппаратуры с учетом транспорта электронов в канале мощных (до 100 Вт) AlGaIn/GaN транзисторов. Для решения задачи использован квазигидродинамический подход для расчетов переноса электронов в канале транзисторов (одномерная численная модель), комплекс одномерной и двумерной аналитических моделей распределения тепла транзисторах и микросхемах, метод эквивалентной схемы для решения задачи теплопереноса в конструкции блока аппаратуры. Преимуществом используемого подхода является возможность решения задачи многоуровневой иерархической оптимизации конструкции усилителей с учетом сложных процессов переноса электронов и тепловыделения в канале мощных СВЧ транзисторов.

Сравнение эксперимента и расчета

На рис. 3 показана экспериментальная зависимость разности температур ΔT от времени работы усилителя.

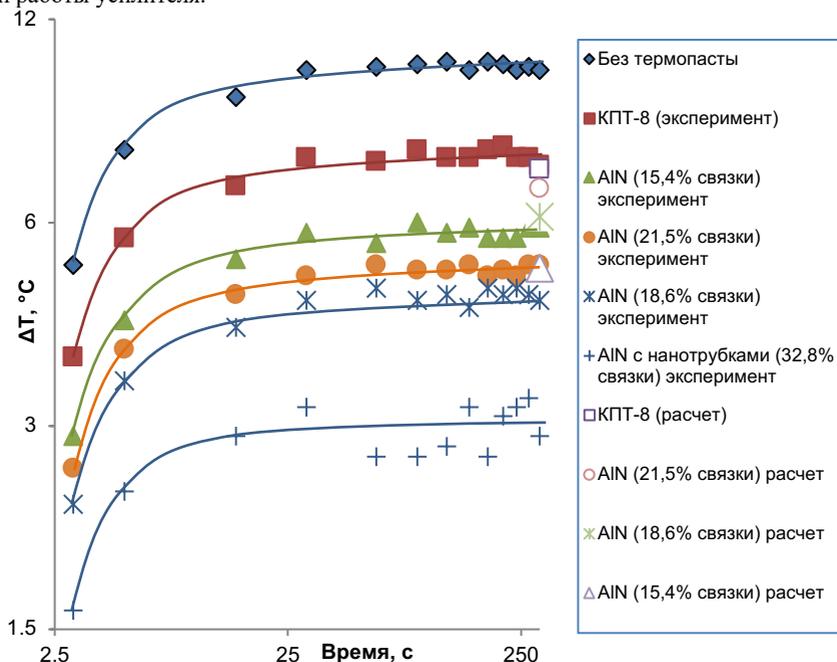


Рис. 3

Наибольшее значение ΔT получено в ходе измерения без нанесения термопасты (в среднем $10,2^\circ\text{C}$). Опыт с широко распространенной пастой КПТ-8 показал уменьшение ΔT до $7,5^\circ\text{C}$. Эксперименты с опытными образцами термопаст, в которых наполнителем служит порошок нитрида алюминия, показали следующее. Образец с 18,6% связующего ПМС-400 имеет ΔT в среднем $4,7^\circ\text{C}$. Дальнейшее снижение массовой доли связующего в составе термопасты должно было привести к уменьшению исследуемой разности температур. Это связано с тем, что с увеличением доли наполнителя в термопасте происходит увеличение количества «тепловых мостов». Однако образец с 15,4% связки показал ΔT в среднем $5,8^\circ\text{C}$. Полученные результаты можно объяснить тем, что при увеличении массовой доли теплопроводного материала происходит нарастание вязкости термопасты. Это служит препятствием к равномерному распределению наполнителя. При этом, эксперимент показал, что увеличение массовой доли связки до 21,5% привело к увеличению ΔT в среднем до $5,1^\circ\text{C}$. Таким образом, проведенное исследование продемонстрировало, что массовое содержание 18,6% связующего в термопасте среди опытных образцов является самым эффективным для уменьшения ΔT . Наиболее низкие значения разности температур (в среднем около 3°C) среди всех исследованных термопаст продемонстрировал образец с добавлением одностенных углеродных нанотрубок (УНТ).

Выводы

Предложенный метод моделирования открывает новый путь улучшения параметров транзисторов и микросхем в целом за счет большей степени интеграции секций внутри транзисторов, а транзисторов внутри микросхем. В то же время снижение массы активных областей секций транзисторов (каналов) на порядок и более из-за снижения длины затворов транзисторов с 300-500 мкм до 100 мкм и менее ускорило динамику изменения температуры секций транзисторов, а значит и микросхемы в целом. Это позволяет по-новому взглянуть на конструкцию блока аппаратуры (сумматора мощностей микросхем). Важное место в последнем случае отводится термопастам, которые миниатюризуют тепловое сопротивление фрагментов сумматоров, т.е. улучшают теплопередачу в теплоотвод [2].

Заключение

При импульсной работе блоков аппаратуры в режиме больших скважностей, например, при регулировке или испытаниях усилителей мощности, динамика теплопередачи в корне меняется – даже фрагменты корпуса микросхем не успевают разогреться до стационарного состояния. Это требует обязательного учета динамики формирования тепловых полей, которая может быть проведена согласно предложенной модели.

- [6] Дудин А.А., Асяев Д.С., Кузьмичев А.Г., Иванов А.С., Оболенский С.В. // Труды XXVIII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника» в 2 т. Том 2. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2024. С. 638.
- [7] Дудин А.А., Асяев Д.С., Кузьмичев А.Г., Иванов А.С., Оболенский С.В. // Труды XXVIII научной конференции по радиофизике. – Нижний Новгород: ННГУ, 2024. С. 87.

ПРИМЕНЕНИЕ ФЛУКТУАЦИОННОГО АНАЛИЗА ИЗОБРАЖЕНИЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР ДЛЯ ОЦЕНКИ ДЕГРАДАЦИИ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ ПОСЛЕ НЕЙТРОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

С.Н. Кузнецов, С.Д. Серов, А.С. Пузанов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Качество поверхности оказывает существенное влияние на перенос носителей заряда в квантово-размерных [1] и тонкопленочных объемных [2] полупроводниковых структурах. Нейтронное воздействие существенно меняет микрошероховатость поверхности и границ раздела полупроводниковых слоев [3-6], приводя к дополнительному рассеянию носителей заряда, тем самым снижая их подвижность. Микрошероховатость обладает фрактальной размерностью [7], также как и кластеры радиационных дефектов [8]. Поэтому развитие фрактальных методов оценки параметров микрошероховатости является важной задачей современной радиационной физики полупроводниковых приборов.

Объект и методы исследований

Объектом исследований выступала поверхность GaAs полупроводниковой структуры, ранее описанная в работах [3, 4]. Образец был подвергнут воздействию смешанного гамма-нейтронного излучения. Для исследований микрошероховатости поверхности образца использовали «Микроскоп сканирующий зондовый СММ-2000» [9], изготовитель завод ПРОТОН, г. Зеленоград, свидетельство RU.C.27.004.A № 42785 о внесении в Государственный реестр средств измерений РФ. В качестве зондов применяли сверхострые кантилеверы с радиусом закругления острия 2 нм, что на порядок меньше используемых в работе [10]. Шаг сканирования поверхности составлял 0,92 нм, а размеры исследуемой области – 587×587 нм (638×638 пикселей изображения). Алгоритм расчета фрактальных параметров поверхности детально описан в работе [6].

Результаты и их обсуждение

На первом этапе был проведен анализ функции распределения высоты поверхности образца. Видно, что экспериментальные результаты хорошо описываются нормальным распределением (рис. 1), что указывает то, что случайный процесс, описывающий микрошероховатость поверхности образца, является гауссовым. При этом, как будет показано ниже, значения параметра Херста и показателя масштаба существенно отличаются от $H = 0,5$ и $\alpha = 1,5$, соответственно, что указывает на наличие корреляции между соседними областями поверхности, то есть случайный процесс не является белым шумом. Это ставит вопрос о виде корреляционной функции исследуемой поверхности и длине корреляции.

На рис. 2 приведена зависимость логарифма флукуационной функции от логарифма размера сегмента поверхности, выраженного в пикселях изображения, для различных алгоритмов компенсации тренда. Тангенс угла наклона аппроксимированных прямых позволяет получить значения параметра Херста и показателя масштаба

случайного процесса, которые лежат в пределах $H = 0,82 \dots 0,98$ и $\alpha = 1,82 \dots 1,98$. Различие указанных характеристик на единицу показывает, что исследуемый случайный процесс является нестационарным.

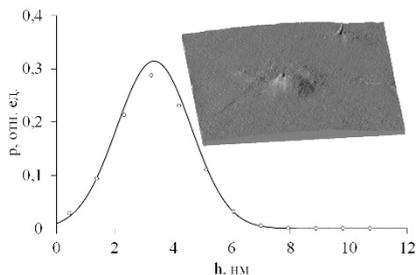


Рис. 1

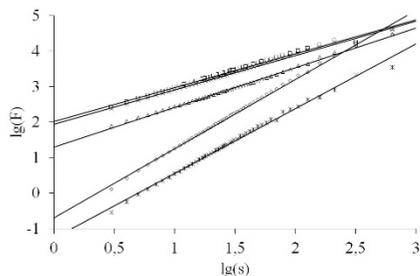


Рис. 2

Значения параметра Херста и показателя масштаба для среднеквадратического отклонения высоты поверхности приблизительно совпадают и лежат в пределах $0,58 \dots 0,67$ (рис. 3).

Автокорреляционная функция исследуемой поверхности существенно различна в проекциях по осям OX и OY (рис. 4). Традиционно [11], применяются экспоненциальная и гауссовая аппроксимации автокорреляционной функции, корреляционная длина составляет при этом 210,3 нм и 160 нм, соответственно. Из графика видно, что экспоненциальная корреляция лучше описывает экспериментальные данные, что соответствует выводам работы [12]. Знакопеременный вид автокорреляционной функции по оси OX на математическом уровне, по-видимому, обусловлен влиянием функции окна, а на физическом уровне – направлением оси быстрого сканирования атомно-силового микроскопа.

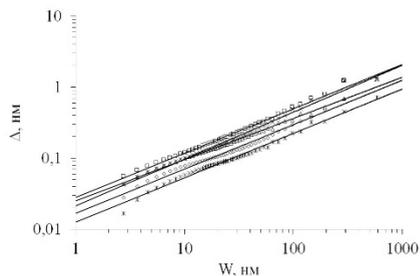


Рис. 3

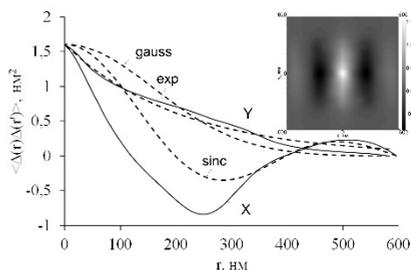


Рис. 4

Рассчитанные различными методами параметр Херста и показатель масштаба кумулятивной функции и среднеквадратического отклонения представлены в табл. В скобках приведен квадрат коэффициента корреляции Пирсона.

Табл.

Метод расчета	Параметр Херста и показатель масштаба	
	кумулятивной функции	среднеквадратического отклонения
Метод Херста	0,957 ($R^2 = 0,993$)	0,624 ($R^2 = 0,993$)
Флуктуационный метод на плоскости с компенсацией по осям OX и OY	1,948 ($R^2 = 0,996$)	0,624 ($R^2 = 0,982$)
Флуктуационный метод на плоскости с компенсацией по оси OX	1,120 ($R^2 = 0,997$)	0,579 ($R^2 = 0,994$)
Флуктуационный метод на плоскости с компенсацией по оси OY	0,971 ($R^2 = 0,994$)	0,660 ($R^2 = 0,989$)
Флуктуационный метод компенсации тренда построчный [13, 14]	1,825 ($R^2 = 0,995$)	0,627 ($R^2 = 0,987$)
Флуктуационный метод компенсации тренда по столбцовый [13, 14]	1,984 ($R^2 = 0,996$)	0,666 ($R^2 = 0,971$)

Результаты проведенных исследований могут найти применение как для прогнозирования постепенной деградации элементов при воздействии низкоинтенсивных проникающих излучений [15], так при анализе их сбое- и отказоустойчивости при воздействии отдельных ядерных частиц [16].

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

[1] Sakaki H., Noda T., Hirakawa K., Tanaka M., Matsusue T. // Applied Physics Letters. 1987. Vol. 51, no. 23. P. 1934.

[2] Uchida K., Takagi S. // Applied Physics Letters. 2003. Vol. 82, no. 17. P. 2916.

[3] 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.

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.

ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ПЕРЕХОДНОГО ИОНИЗАЦИОННОГО ПРОЦЕССА В ТРАНЗИСТОРНОЙ СТРУКТУРЕ НА ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ЯЧЕЙКИ ПАМЯТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

А.С. Пузанов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Основным направлением развития микро- и наноэлектроники является уменьшение размеров полупроводниковых структур, что приводит к улучшению их характеристик, в частности, снижению энергии переключения элементов цифровых интегральных схем и уменьшению времени пролета рабочей области аналоговых устройств. Это уменьшает энергопотребление и обеспечивает дальнейшее увеличение числа элементов на кристалле цифровых интегральных схем, а также улучшает коэффициент усиления и шумовые характеристики аналоговых устройств на все более высоких частотах. С другой стороны, уменьшение энергии переключения и уменьшение инерционности элементов неизбежно снижает пороговые энергии возникновения локальных радиационных эффектов, приводящим к сбоям и отказам интегральных схем.

Известно, что уменьшение размеров элементов микроэлектроники приводит к увеличению отказоустойчивости и снижению сбоеустойчивости [1], которая носит вероятностный характер. Это обуславливает интерес к исследованию обратимых сбоев в субмикронных полупроводниковых структурах.

В настоящее время доминирующим подходом к анализу сбоев и отказов изделий микро- и наноэлектроники при воздействии заряженных частиц космического пространства и имитирующих их сфокусированных лазерных импульсов является модель критического заряда [2], согласно которой сбой или отказ происходит при накоплении в чувствительном объеме элемента критического заряда, достаточного для переключения или пережигания бистабильной полупроводниковой структуры. Вместе с тем из общезначимых представлений ясно, что данное приближение является адиабатическим пределом, а величина критического заряда в общем случае зависит от длительности возбуждающего импульса, что было показано в работе [3]. В указанной работе получено аналитическое выражение для величины критического энерговыделения E_{crit} сфокусированного лазерного импульса

$$E_{crit} = \frac{E_\gamma}{qT} \left(\frac{q_s}{1 - \exp(-\alpha d_s)} + \frac{2i_l \tau_p}{1 - \exp(-\alpha d_l)} \right). \quad (1)$$

Здесь q – заряд электрона; τ_p – длительность импульса; E_γ , T и α – параметры, зависящие от длины волны лазера: энергия фотонов, коэффициент прохождения излучения через поверхность и оптический коэффициент поглощения излучения, соответственно; величины q_s и i_l имеют размерность заряда и тока и определяются электрофизическими параметрами элемента; d_s и d_l – толщина оптического поглощения в режиме короткого и длинного импульсов, соответственно.

Основным недостатком выражения (1) является отсутствие, выраженного в явном виде, времени переключения бистабильного элемента τ_0 , а также невозможность анализа динамики переключения для произвольной формы возбуждающего импульса.

Математическая модель

Рассмотрим модель бистабильного элемента, образованного двумя связанными комплементарными ключами

$$\begin{cases} \frac{du_1}{dt} = \frac{F(u_2) - u_1 + \xi_1(t)}{\tau_0} \\ \frac{du_2}{dt} = \frac{F(u_1) - u_2 + \xi_2(t)}{\tau_0} \end{cases}, \quad (2)$$

где u_1 и u_2 – напряжения на каждом плече бистабильного элемента, F – переключательная характеристика комплементарного ключа, $\xi_1(t)$ и $\xi_2(t)$ – переходные импульсы напряжения в результате воздействия атмосферных нейтронов, протонов и тяжелых заряженных частиц космического пространства и имитирующих их сфокусированных лазерных импульсов. Отметим, что представленная модель (2) обладает максимальной общностью и позволяет моделировать как традиционный случай нештатного временного открывания закрытого транзистора ионизационной компонентой [4, 5], так и закрывание открытого транзистора в процессе формирования и последующей рекомбинации кластера радиационных дефектов [6, 7].

Переключательная характеристика комплементарного ключа на полевых транзисторах с затвором типа металл-диэлектрик-полупроводник описывается выражением

$$u_{out} = \begin{cases} E & u_{in} \leq u_{th} \\ (u_{in} - u_{th}) + \sqrt{E^2 - 2(u_{in} - u_{th})E} & u_{th} \leq u_{in} \leq \frac{E}{2} \\ (u_{in} - u_{th}) - \sqrt{2(u_{in} - u_{th})E - E^2} & \frac{E}{2} \leq u_{in} \leq E - u_{th} \\ 0 & u_{in} \geq E - u_{th} \end{cases}. \quad (3)$$

Здесь u_{in} и u_{out} – входное и выходное напряжения комплементарного ключа; E – его напряжение питания; u_{th} – пороговое напряжение, которое предполагается равным для n - и p -канального транзисторов. Кроме того, предполагаются равными величины удельной крутизны n - и p -канального транзисторов.

Анализ фазовой диаграммы [8] системы дифференциальных уравнений (2) с переключательной характеристикой вида (3) показывает наличие седловой точки с координатами $(0,5E, 0,5E)$ и точек устойчивого фокуса с координатами (E, u_{th}) и $(0, E - u_{th})$. Таким образом, представленная система является триггером.

Результаты и их обсуждение

Зададим пороговое напряжение $u_{th} = 0$ В и напряжение питания триггера $E = 1$ В, время переключения $\tau_0 = 80$ пс. Внешнее воздействие зададим в виде биэкспоненциального импульса напряжения

$$\xi_1(t) = U_0 \frac{\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)}{\exp(-\alpha t_0) - \exp(-\beta t_0)},$$

$$\xi_2(t) = 0, \quad (4)$$

$$t_0 = \frac{1}{\beta - \alpha} \ln\left(\frac{\beta}{\alpha}\right).$$

Коэффициенты α и β будем подбирать для обеспечения требуемых значений длительностей фронта импульса τ_f и самого импульса τ_p .

Результаты моделирования переключения бистабильного элемента в зависимости от длительности импульса при различных отношениях длительностей фронта импульса к самому импульсу представлены на рис. 1 и рис. 2, пунктирной линией отмечено время переключения. Анализ динамики переключения в зависимости от амплитуды напряжения возбуждающего импульса (рис. 1) показывает, что при длительностях импульса, превосходящих время переключения, факт переключения в основном определяется амплитудой импульса, которая асимптотически стремится к половине питающего напряжения. При малых длительностях импульса существенным оказывается влияние длительности фронта импульса – при меньших длительностях фронта импульса переключение происходит при меньших амплитудах импульса. Заметим, что при помощи ранее предложенной модели (1) полученный результат воспроизвести невозможно, так как в ней отсутствует зависимость от параметров импульса, кроме его длительности.

При длительностях импульса, на порядок меньших времени переключения, реализуется адиабатический режим (рис. 2), в котором справедливо приближение критического заряда. Учитывая, что с уменьшением размеров полупроводниковых структур время переключения уменьшается, то и длительность сфокусированных лазерных импульсов, используемых для имитации одиночных радиационных эффектов, также должна уменьшаться. Это важно для методического обоснования корректности лазерных имитационных методов.

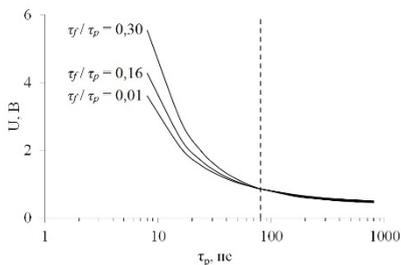


Рис. 1

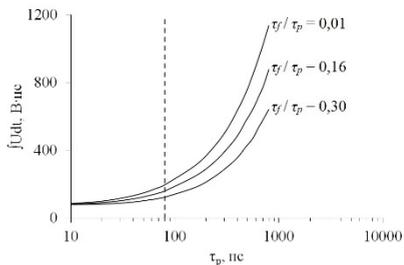


Рис. 2

Заключение

В заключение заметим, что параметры формируемого заряженной частицей импульса напряжения определяются как самой частицей (ее энергией, величиной потерь энергии в полупроводнике, траекторией движения), так и полупроводниковой структурой (ее топологией, временами пролета носителей заряда через рабочую область) с которой заряженная частица взаимодействует. Таким образом, расчет переключения ячеек статической памяти и оценки сбое- и отказоустойчивости изделий микро- и наноэлектроники могут быть разделены на «внешнюю» задачу, рассмотренную в данной работе, и «внутреннюю» задачу формирования напряжений и токов в полупроводниковой структуре [9-11], подвергнутой воздействию атмосферных нейтронов, протонов и тяжелых заряженных частиц космического пространства и имитирующих их сфокусированных лазерных импульсов.

- [1] Dodd P.E., Shaneyfelt M.R., Schwank J.R., Felix J.A. // IEEE Transactions on nuclear science. 2010. Vol. NS-57, no. 4. P. 1747.
- [2] Dodd P.E., Sexton F.W. // IEEE Transactions on nuclear science. 1995. Vol. NS-42, no. 6. P. 1764.
- [3] Douin A., Pouget V., Darracq F., Lewis D., Fouillat P., Perdu P. // 8th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems, 2005, p. C13.
- [4] Пузанов А.С., Венедиктов М.М., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 9. С. 1250.
- [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.
- [6] Забавичев И.Ю., Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Физика и техника полупроводников. 2022. Т. 56, № 7. С. 637.
- [7] Забавичев И.Ю., Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Физика и техника полупроводников. 2023. Т. 57, № 4. С. 270.
- [8] Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. – М.: Физматлит, 1959.
- [9] 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.
- [10] 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.
- [11] Пузанов А.С., Бибикина В.В., Забавичев И.Ю., Кузнецов С.Н., Потехин А.А., Серов С.Д., Оболенский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2023. № 3. С. 5.

СПЕКТРОСКОПИЯ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА С ПОМОЩЬЮ ЛИНЕЙКИ СПЕЦИАЛЬНЫХ ВСТРАИВАЕМЫХ В ИНТЕГРАЛЬНУЮ СХЕМУ ФОТОДЕТЕКТОРОВ

М.А. Рогов¹⁾, С.В. Оболенский^{1, 2)}, А.В. Маругин¹⁾, А.С. Пузанов^{1, 2)},
В.В. Бибикина²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

Введение

Известно, что импульсные источники гамма-нейтронного излучения (исследовательские импульсные ядерные реакторы) находят широкое применение при испытании радиационно-стойкой электроники как космического, так и иного применения [1, 2]. Для обработки результатов измерений необходимо знать спектр гамма и нейтронного излучения (~0.01-10 МэВ и более). Речь идет о спектре излучения, который реализуется внутри СВЧ и/или радиочастотного блока аппаратуры и отличается от исходного спектра испытательной установки, который известен. Изменение спектра излучения внутри блока аппаратуры происходит за счет переизлучения квантов, изменения направления движения нейтронов, их фильтрации корпусом блока, а также другими блоками исследуемой аппаратуры. Указанное особенно важно, если активные области используемых в блоке полупроводниковых диодов и транзисторов имеют размеры ~100 нм и менее, т.е. сопоставимы, с размерами кластеров радиационных дефектов (разупорядоченных областей), возникающих при нейтронном облучении. Последнее приведет к сильной чувствительности формы импульса электрического тока, протекающего через диод или транзистор в момент облучения. Кроме того, желательно различать вклад гамма и нейтронной компонент в импульсе тока.

Описание методики расчетов и результаты

Для решения задачи предлагается использовать линейку подобных по конструкции, но различных по размерам активной области фотодетекторов, которые предварительно необходимо откалибровать на импульсном лазерном источнике. Использование указанной калибровки позволит измерить величину ионизационного тока фотодетекторов без влияния на него процессов дефектообразования, которое лазерное излучение практически не производит. Указанное позволит отделить ионизационную компоненту тока, связанную с гамма-облучением, которое в основном создает ионизацию, от процессов, связанных с формированием кластеров радиационных дефектов, которые генерируют нейтроны. Вклад ионизационных процессов определялся по экспериментальной ВАХ в момент и после облучения.

Благодаря использованию линейки фотодетекторов различного размера возможно будет селективировать рождение кластеров радиационных дефектов с размерами от 10 до 1000 нм. Эта информация позволит определять энергии нейтронов по размеру кластеров.

В качестве объекта исследования был выбран набор полевых транзисторов Шоттки с различной длиной затвора [3], а также кольцевых и круговых GaAs диодов Шоттки [4], которые ранее нами использовались для анализа профиля распределения

легирующей примеси и подвижности электронов в активном слое p-GaAs до и после нейтронного облучения на основе анализа вольт-фарадных характеристик (ВФХ) диодов (и транзисторов с большими длинами затворов) рис. 1 (Вольт-фарадные характеристики GaAs структур и их повторяемость при проведении последующих измерений. Цифрами указан номер измерения. На врезке показана зависимость значения минимума функции $dC(U)$ от номера измерения для структур, подвергшихся различному уровню облучения. Максимальное отличие последнего измерения от первого наблюдается для дозы гамма-облучения равной 10^6 рад).

Измерительный стенд [3] позволяет измерять как ВФХ, так и ВАХ диодов и транзисторов. Вид диодов и результаты измерений профилей представлены на рис. 2 (профиль концентрации электронов в GaN/AlGaN структурах № 1–3. На врезках – фотография тестового объекта, состоящего из 9 кольцевых и круговых диодов и профиль концентрации электронов по глубине для GaN структуры № 3. На структуре № 2 измерения проводились с помощью кольцевых диодов 7 и 8 (см. обозначения на врезке), а также кругового диода 2. Координата отсчитывалась от поверхности металлического контакта. Измерения структуры № 1 проводились до облучения нейтронами. Измерения структур № 2 и 3 проводились до (I) и после (II) облучения потоком нейтронов с флюенсом $8 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$).

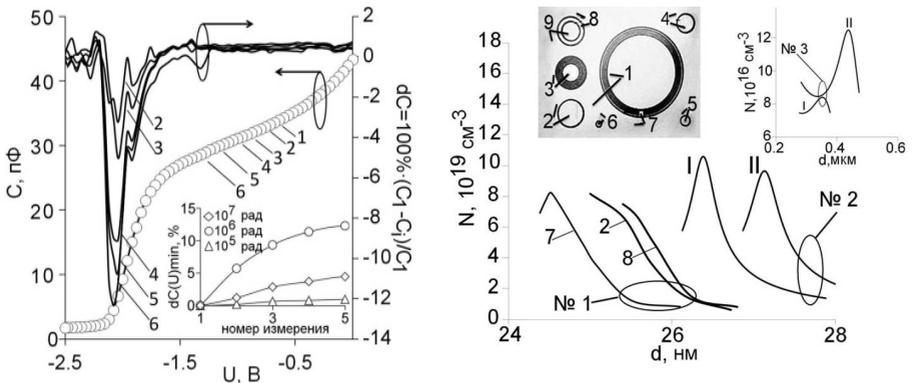


Рис. 1

Рис. 2

Для расчета расстояния между кластерами радиационных дефектов и размеров кластеров после нейтронного облучения была использована известная программа TRIM. Исходные данные для расчетов брались на основе известной из литературы информации о спектрах нейтронного реактора ГИР и ядерного взрыва [2]. Результаты расчетов приведены на рис. 3 (Энергетические спектры первичных атомов Ga в GaAs и Si в Si, получивших энергию в результате взаимодействия с нейтронами: спектра ЯВ (GaAs) – 1; спектра ГИР (GaAs) – 2; спектра ЯВ (Si) – 3; спектра ГИР (Si) – 4) и в табл. 1, 2. Для анализа радиационного воздействия на субмикронные полупроводниковые приборы используются квазигидродинамические методы описания движения носителей заряда [1].

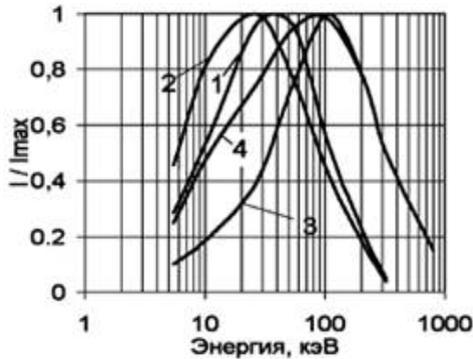


Рис. 3

Табл. 1

Энергия первичного атома, кэВ	Среднее количество субкластеров в каскаде для первичного атома Ga в GaS	Среднее расстояние между субкластерами в каскаде, нм	Средний размер кластера дефектов, нм
25	5	10	23
50	8	14	41
100	12	19	71
200	15	25	105

Табл. 2

Энергия нейтронов, МэВ	Исходный спектр нейтронного излучения нормирован на максимум	Расчетный спектр нейтронного излучения после прохождения эффективного задерживающего слоя
0,2	0,4	0,2
0,5	0,6	0,35
1	1	0,85
2	0,7	0,65
5	0,2	0,19

Выводы

В данной работе создана нестационарная модель воздействия гамма-нейтронного импульса на линейку диодов и транзисторов Шоттки. Проведен расчет концентрации и размеров кластеров дефектов после облучения. Результаты расчета сопоставлены с полученными ранее экспериментальными данными по размерам и форме кластеров дефектов. Предложена методика определения профилей концентрации и подвижности носителей заряда в момент и после импульса гамма-нейтронного излучения на основе измерений ВАХ и ВФХ транзисторов и диодов, предварительно калиброванных на импульсном лазерном источнике.

Предложенная методика позволяет не только получать информацию для конструирования радиационно-стойких полупроводниковых приборов и МИС, но и определять спектр нейтронного излучения внутри СВЧ блока аппаратуры в момент облучения.

- [1] Вавилов В.С., Ухин Н.А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. – Москва: Атомиздат, 1969, 311 с.
- [2] Мырова Л.О., Чепиженко А.В. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим и электромагнитным излучениям. – Москва: Радио и связь, 1988, 296 с.
- [3] Беляков В.А. и др. // ФТП, 2021. № 10. С. 890.
- [4] Е.В. Волкова и др. // ФТП. 2021. № 10. С. 846.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫСОКИХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГАРМОНИК В ЧЕРЕНКОВСКИХ ГЕНЕРАТОРАХ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ ПЛАНАРНОЙ ГЕОМЕТРИИ

А.А. Савилова^{1, 2)}, В.Ю. Заславский^{1, 2)}

¹⁾ *ИПФ РАН*

²⁾ *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

В настоящее время генераторы поверхностной волны (ГПВ) являются одними из наиболее перспективных источников мощного (10 – 500 МВт) импульсного излучения. В таких приборах прямолинейно движущийся релятивистский электронный пучок взаимодействует с медленной основной гармоникой волны, распространяющейся в периодической замедляющей системе и представляющую собой поверхностную волну, прижатую к замедляющей системе. К настоящему времени проведено достаточно большое число экспериментальных исследований указанного класса генераторов [1, 2]. В большинстве экспериментальных исследований ГПВ использовалось излучение трубчатых электронных пучков в гофрированных цилиндрических волноводах. В данной работе рассмотрена возможность реализации планарных ГПВ на основе ленточных релятивистских электронных пучков (РЭП). Преимуществом такой конфигурации является возможность использования открытых в поперечном направлении планарных волноводов.

В то же время, продвижение указанного класса источников в коротковолновые диапазоны неизбежно требует использования существенно сверхразмерных электродинамических систем. И, таким образом, на первый план выступает проблема селекции мод одновременно по двум поперечным координатам для обеспечения режима одномодовой одночастотной генерации с высоким уровнем КПД выходной мощности. Излучение в ГПВ представляет собой моду, экспоненциально прижатую к периодической замедляющей структуре, что решает проблему обеспечения селективности в направлении по нормали к поверхности. Селективность по второй поперечной координате достигается путем выбора параметра Френеля ~ 1 , соответственно ширина системы не превышает нескольких длин волн излучения [3].

Другим ограничением при продвижении мощных черенковских генераторов в высокочастотные диапазоны, вплоть до ТГц-диапазона частот, является технологическая сложность изготовления замедляющей структуры с мелкомасштабными элементами. В этой связи перспективным направлением повышения частоты генерации в приборах данного типа является работа на высоких пространственных гармониках, синхронизм с которыми возможен вблизи кратных частот.

Традиционно, в ГПВ электронно-волновое взаимодействие осуществляется с основной гармоникой замедленной волны в так называемой первой зоне Бриллюэна. В то же время, как показывает проведенный анализ, параметры генератора могут быть оптимизированы таким образом, что взаимодействие на основной гармонике в первой зоне Бриллюэна может быть подавлено возбуждением во второй бриллюэновской зоне на примерно вдвое большей частоте. В работе возможность реализации ГПВ, работающего на удвоенной частоте, была исследована при использовании

замедляющих структур с глубокой гофрировкой «треугольной» формы. Анализ дисперсионных характеристик показывает, что в подобных структурах при оптимально подобранной геометрии гофрировки (соотношении периода и глубины) и параметров электронного пучка возможна ситуация, когда синхронизм в первой зоне Бриллюэна реализуется с попутной волной (в режиме ЛБВ), а синхронизм во второй зоне Бриллюэна происходит вблизи 2π -вида (см. рис. 1 а). В этом случае стартовый ток во второй зоне Бриллюэна

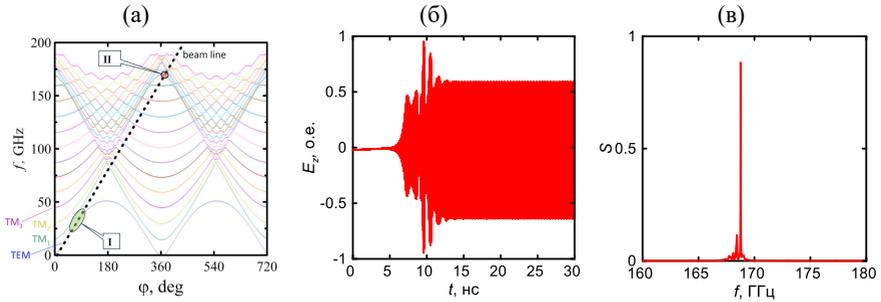


Рис. 1.

оказывается существенно меньше и, согласно проведенному теоретическому анализу, подтвержденному РИС-моделированием, возникает селективное возбуждение генератора вблизи частоты, соответствующей вдвое меньшему периоду гофрировки. Таким образом, достоинством предлагаемой схемы ГПВ является возможность продвижения в высокочастотные диапазоны при использовании замедляющих структур с относительно большим пространственным периодом (как минимум, в два раза большим, чем в случае «канонических» ГПВ, работающих в первой зоне Бриллюэна).

Возможность «удвоения» частоты генерации была исследована с целью разработки проекта планарного черенковского генератора, работающего в G-диапазоне (рабочая частота около 170 ГГц). В результате проведенной численной оптимизации спроектирована замедляющая структура с периодом $d = 1.62$ мм и глубиной $a_1 = 1.2$ мм.

Дисперсионная диаграмма f в зависимости от $\kappa = hd$ для разрабатываемого ГПВ, иллюстрирующая характер электронно-волнового взаимодействия в первой ($\kappa \sim \pi$) и второй ($\kappa \sim 2\pi$) зонах Бриллюэна, приведена на рис. 1а. Анализ показывает, что в данном случае в условиях экспериментов, планируемых на ускорителе «СИНУКИ», может быть реализована ситуация, описанная выше, т.е. когда в первой зоне Бриллюэна электронно-волновое взаимодействие имеет место в области ЛБВ, а во второй зоне - вблизи 2π -вида. Результаты РИС-моделирования в данном режиме работы: зависимость E_z компоненты ВЧ-поля от времени и спектр излучения ($f \approx 170$ ГГц, $\kappa \approx 2\pi$) представлены на рис. 1 б и 1 в, и демонстрируют возбуждение рабочей волны на частоте вблизи 170 ГГц (соответствующей взаимодействию вблизи 2π -вида во второй зоне Бриллюэна) при

практически полностью подавленном «паразитном» возбуждении на частоте < 50 ГГц (соответствующей ЛБВ взаимодействию в первой зоне Бриллюэна).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-72-10094).

- [1] Vlasov A.N., Shkvarunets A.G., Rodgers J.S et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. Vol. 28. P. 235.
- [2] Bugaev S.P., Cherepenin V.A., Kanavets V.I. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. Vol. 18. P. 525.
- [3] Palitsin A.V., Rodin Yu.V., Goykhman M.B. et al. // IEEE Electron Device Letters. 2023. Vol. 44, no. 2. P. 317.

РАЗОГРЕВ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В КРЕМНИИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

С.Д. Серов, С.Н. Кузнецов, А.С. Пузанов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Лазерные имитационные методы широко применяются для оценки параметров одиночных радиационных эффектов, возникающих в дискретных полупроводниковых приборах и элементах интегральных схем, при воздействии атмосферных нейтронов, а также протонов и тяжелых заряженных частиц космического пространства [1]. При этом задача обеспечения адекватности ионизационной реакции изделий микро- и нано-электроники при воздействии различных источников излучений существенно усложняется с уменьшением размеров элементов по многим причинам, одной из которых является необходимость учета «горячих» носителей заряда, режим переноса которых (квазибаллистический, дрейфовый или диффузионный) существенно определяется радиационными условиями [2]. Поэтому интерес представляет анализ возможности разогрева электронного газа лазерным излучением для повышения корректности сравнения результатов облучательных экспериментов по сбоям и отказам субмикронных структур при радиационном воздействии различной физической природы.

Математическая модель

Обычно, с целью обеспечения однородности поглощения лазерного излучения по ходу лазерного пучка, энергия квантов излучения выбирается соответствующей ширине запрещенной зоны E_g полупроводника. В случае кремния с $E_g = 1,12$ эВ традиционно используется неодимовый лазер с длиной волны излучения $\lambda = 1,06$ мкм, что приводит к генерации электронно-дырочных пар с энергией, близкой к равновесной. Таким образом, для разогрева электронно-дырочной плазмы необходимо либо уменьшать длину волны, либо увеличивать интенсивность лазерного излучения, что приводит к поглощению излучения на неравновесных носителях, Оже-рекомбинации и двухфотонному поглощению.

В работах [3, 4] рассмотрено применение линейки лазеров с различной длиной волны и длительностью сфокусированного импульса излучения для обеспечения разогрева электронно-дырочного газа в диоде Мотта W-диапазона частот (75...110 ГГц) [5] в процессе моделирования переходных ионизационных процессов при воздействии тяжелых заряженных частиц космического пространства. Основным недостатком предложенного подхода является сильная неоднородность поглощения лазерного излучения вдоль оси распространения. Таким образом, более предпочтительным является увеличение интенсивности лазерного излучения при сокращении его длительности для обеспечения заданного энерговыделения в чувствительном объеме полупроводника.

Интенсивность I лазерного пучка в материале с учетом двухфотонного поглощения описывается нелинейным уравнением

$$\frac{dI}{dx} = -\alpha I - \beta I^2, \quad (1)$$

имеющим частное решение вида [6]

$$I(x) = \frac{I_0 \exp(-\alpha x)}{1 + \frac{\beta I_0}{\alpha} (1 - \exp(-\alpha x))}. \quad (2)$$

Здесь I_0 – интенсивность лазерного пучка на поверхности, $\alpha = 14 \text{ см}^{-1}$ – коэффициент однофотонного поглощения в кремнии на длине волны 1,06 мкм, $\beta = 3 \cdot 10^{-8} \text{ см/Вт}$ – коэффициент двухфотонного поглощения в кремнии [7].

Характерная энергия лазерного импульса, достаточная для детектирования одинократных радиационных эффектов в субмикронных кремниевых структурах, составляет порядка 1 нДж, что соответствует линейной передаче энергии 80 МэВ·см²/мг [8]. Минимальный диаметр фокуса лазерного пучка составляет 2,2 мкм и ограничен дифракционным пределом. Заметим, что получаемая плотность потока энергии светового потока 26 мДж/см², существенно ниже порога абляции кремния 0,5...1,0 Дж/см² [9]. Таким образом, диапазон интенсивностей сфокусированного лазерного излучения лежит в пределах от 10⁸ Вт/см² для субнаносекундного импульса до 10¹¹ Вт/см² для импульса длительностью порядка 150 фс [10].

Скорость генерации неравновесных носителей заряда G связана с интенсивностью лазерного излучения как

$$G = \frac{\alpha I}{E_g} + \frac{\beta I^2}{2E_g}. \quad (2)$$

Для расчетов энергетического спектра неравновесных электронов применялся подход, ранее обоснованный в работе [11] при анализе разогрева и релаксации энергии носителей заряда в треке первичного атома отдачи, согласно которому условная вероятность генерации электрона и дырки с энергиями E_e и E_h в двухфотонном процессе пропорциональна произведению плотностей состояний электрона в зоне проводимости $\rho_c(E_e)$ и дырки в валентной зоне $\rho_v(E_h)$

$$p(E_h, E_e | 2E_g) \propto \rho_v(E_h) \rho_c(E_e), \quad (3a)$$

$$E_h + E_e = E_g. \quad (3б)$$

Результаты и их обсуждение

На первом этапе проведен расчет нормированного распределения интенсивности лазерного излучения вдоль оси распространения пучка (рис. 1) и скорости генерации неравновесных носителей заряда (рис. 2) при различных интенсивностях лазерного излучения на поверхности кристалла кремния. Однородность концентрации неравновесных носителей заряда составляет около 60% на масштабе 1 мкм даже для экстремальной интенсивности лазерного излучения 10¹¹ Вт/см².

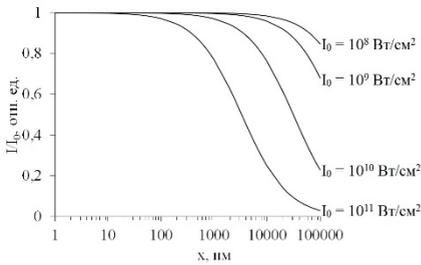


Рис. 1

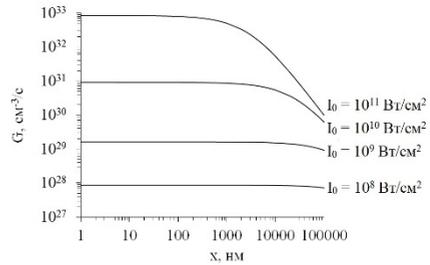


Рис. 2

На втором этапе методом эмпирического псевдопотенциала [12] была рассчитана структура валентной зоны и зоны проводимости кремния в полосе, равной ширине запрещенной зоны (рис. 3), после чего получено распределение концентрации неравновесных электронов по энергии (рис. 4, ○). Путем наложения на полученную зависимость произведения плотности состояний и функции распределения электронов по энергии (рис. 4, —) с дальнейшей минимизацией нормы невязки методом наименьших квадратов, получена электронная температура, которая составила 4814 К, что несколько ниже электронной температуры в треке первичного атома отдачи – 5400 К.

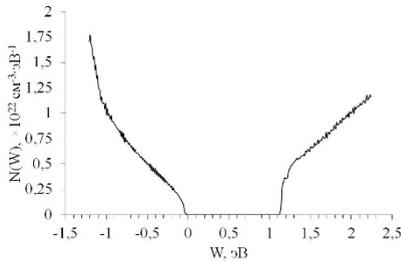


Рис. 3

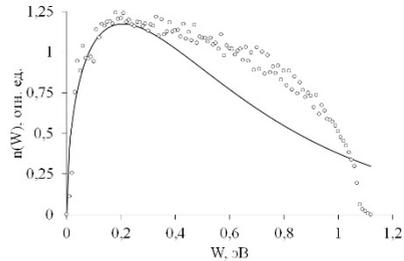


Рис. 4

Заключение

Для обеспечения разогрева неравновесной электронно-дырочной плазмы в поле лазерного импульса предпочтительным с точки зрения сохранения однородности энерговыделения является увеличение интенсивности излучения по сравнению с уменьшением длины волны. Это открывает новые возможности не только для экспериментальных исследований одиночных радиационных эффектов при воздействии нейтронов [13], протонов и ионов, но и после соответствующей доработки предложенный подход может быть распространен на генерацию радиационно-стимулированного лавинно-теплого пробоя мощных высокочастотных дискретных полупроводниковых приборов [14] и элементов радиочастотных интегральных схем.

- [1] Buchner S.P., Wilson D., Kang K., Gill D., Mazer J.A., Raburn W.D., Campbell A.B., Knudson A.R. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1987. Vol. NS-34, no. 6. P. 1228.
- [2] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 1. С. 71.
- [3] Пузанов А.С., Бибилова 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.
- [4] Пузанов А.С., Бибилова 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.
- [5] Obolensky S.V., Murel A.V., Vostokov N.V., Shashkin V.I. // IEEE Transactions on Electron Devices. 2011. Vol. ED-58, no. 8. P. 2507.
- [6] Van Stryland E., Vanherzeele H., Woodall M., Soileau M., Smirl A., Guha S., Boggess T. // Optical Engineering. 1985. Vol. 24, no. 4. P. 613.
- [7] Melinger J.S., Buchner S., McMorro D., Stapor W.J., Weatherford T.R. Campbell A.B. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1994. Vol. NS-41, no. 6. P. 2574.
- [8] Чумаков А.И. Действие космической радиации на ИС. – М.: Радио и связь, 2004, 320 с.
- [9] Марциновский Г.А., Шандыбина Г.Д., Дементьева Ю.С., Дюкин Р.В., Заботнов С.В., Головань Л.А., Кашкаров П.К. // Физика и техника полупроводников. 2009. Т. 43, № 10. С. 1339.
- [10] Егоров А.Н., Телец В.А., Чумаков А.И., Маврицкий О.Б., Печенкин А.А., Яненко А.В., Кольцов Д.О. // Известия ВУЗов. Электроника. 2012. № 5(97). С. 60.
- [11] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.
- [12] Cohen M.L., Bergstresser T.K. // Physical Review. 1966. Vol. 141, no. 2. P. 789.
- [13] Пузанов А.С., Венедиктов М.М., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 9. С. 1250.
- [14] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2009. Т. 38, № 1. С. 64.

ФОРМИРОВАНИЕ КЛАСТЕРА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ALGAAS/INGAAS/GAAS ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ С УЧЕТОМ ГРАДИЕНТОВ ТЕМПЕРАТУРЫ

С.А. Труфанов¹⁾, И.В. Макарецв²⁾, А.Д. Недошивина³⁾, А.С. Пузанов^{1,3)},
Е.А. Тарасова³⁾, Е.В. Волкова³⁾, С.В. Оболенский^{3,1,2)}

¹⁾ ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

²⁾ АО «НПП «Салют»

³⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Радиационная стойкость – обязательное требование, предъявляемое ко всем серийно выпускаемым транзисторам и интегральным схемам специального назначения, что обуславливает практическую важность данного исследования [1]. В последние годы характерные размеры латеральных областей транзисторов [2] уменьшились до значений 50-100 нм и менее, что сопоставимо не только с толщинами канала транзистора (10-20 нм), но и с характерными размерами кластеров радиационных дефектов (разупорядоченных областей), имеющих масштаб 30-300 нм при нейтронном облучении (0.1-10 МэВ).

При расчетах важно учитывать значительные градиенты температуры вдоль каналов перспективных полевых транзисторов, когда на расстоянии, сопоставимом с размером кластера дефектов, изменения температуры могут составлять до 150 К и выше. Это приводит к снижению количества радиационных дефектов из-за их отжига, что положительно сказывается на функционировании транзисторов в момент и после нейтронного облучения.

В ходе моделирования учитывалось, что при облучении полупроводниковых GaAs структур быстрыми нейтронами спектра деления в полупроводнике образуются кластеры радиационных дефектов, которые состоят из точечных дефектов и их комплексов, собранных в субкластеры. Использовалась методика, приведенная в [3, 4].

Действие нейтронного излучения на квантово-размерные [5-10] и тонкопленочные [11] полевые транзисторы приводит к образованию специфических кластеров радиационных дефектов, особенностью которых является изменение концентрации дефектов вблизи границ раздела слоев гетероструктуры. Если кластер дефектов формируется в разогретом протекающим током канале полевого транзистора, то концентрация и размер субкластеров будут иными не только из-за отжига дефектов в момент облучения, но и из-за наличия гетерограниц. Это учитывалось при моделировании с помощью оригинальных аналитической и численной тепловых моделей [12-14].

Объект исследований

Объектом моделирования являлся 4-х секционный гетероструктурный полевой транзистор типа НЕМТ. Секции расположены на расстоянии 15 мкм при толщине подложки 50 мкм (рис. 1).

Структура затвора, определяющая как частотные, так и тепловые характеристики исследуемого транзистора, приведена на рис. 2. Параметры слоев гетероструктуры транзистора с двумерным электронным газом (НЕМТ) представлены на рис. 3.

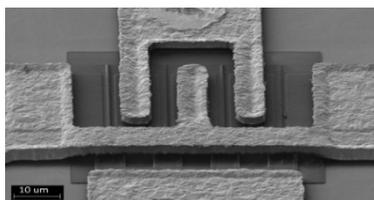


Рис. 1

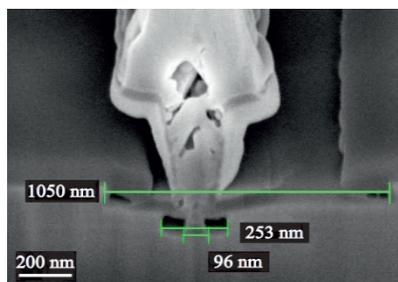


Рис. 2

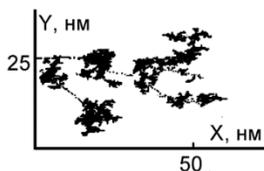


Рис. 4



Рис. 3

Результаты и их обсуждение

Характерный вид кластера, возникшего при движении атома Ga (200 кэВ), получившего удар от нейтрона с энергией 4 МэВ, показан на рис. 4. Точки – точечные дефекты, «кляксы» – скопления точечных дефектов – субкластеры. Мелкие субкластеры отожгутся в момент и после облучения за счет диффузии точечных дефектов и их рекомбинации, например, по механизму «межузельный атом-вакансия».

Аналитическая оценка минимального размера субкластера дефектов, который останется «в живых» после облучения при повышенных температурах канала – 10-12 нм против 5 нм в условиях комнатной температуры. Расстояние между субкластерами увеличится на 30-50%. Количество субкластеров дефектов снизится на 25-40% в зависимости от температуры канала (170 или 220 °С).

Заключение

Сопоставление результатов расчетов, предсказывающих увеличение радиационной стойкости в 1.5-3 раза, с экспериментальными данными [10] подтвердило корректность предложенного в работе подхода для моделирования радиационной стойкости перспективных нанометровых транзисторов.

- [1] Громов В.Т., Журавлев К.С., Киселева Е.В., Китаев М.А., Козлов В.А., Оболенский С.В., Ткачев О.В., Торопов А.И., Трофимов В.Т., Шукайло В.П. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2005. № 1-2. С. 58.
- [2] Малеев Н.А., Васильев А.П., Кузьменков А.Г., Бобров М.А., Кулагина М.М., Трошков С.И., Малеев С.Н., Беляков В.А., Петрякова Е.В., Кудряшова Ю.П., Фелелова Е.Л., Макарец И.В., Блохин С.А., Ахмедов Ф.А., Егоров А.В., Фелелов А.Г., Устинов В.М. // Письма в журнал технической физики. 2019. Т. 45, № 21. С. 29.
- [3] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А., Волкова Е.В., Потехин А.А., Забавичев И.Ю. // В кн.: Труды международной конференции. Суперкомпьютерные дни в России. Суперкомпьютерный консорциум университетов России, 2015. С. 585.
- [4] Тарасова Е.А., Оболенская Е.С., Хананова А.В., Оболенский С.В., Земляков В.Е., Егоркин В.И., Неженцев А.В., Сахаров А.В., Цацульников А.Ф., Лундин В.В., Заварин Е.Е., Медведев Г.В. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1599.
- [5] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л., Иванов А.Б., Пузанов А.С. Компенсация нелинейности сток-затворной вольт-амперной характеристики в полевых транзисторах с длиной затвора ~ 100 нм // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 968.
- [6] Хазанова С.В., Оболенский С.В., Тарасова Е.А., Голикова О.Л., Пузанов А.С. Методы расчетно-экспериментального моделирования электрофизических параметров в перспективных полупроводниковых гетероструктурах на основе соединений AlGaAs/InGaAs // Научно-технический вестник Поволжья. 2020. № 12. С. 235.
- [7] Тарасова Е.А., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Земляков В.Е. Анализ влияния спейсерных слоев на нелинейные искажения вольт-амперных характеристик рНЕМТ на основе соединения GaAlAs/InGaAs // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 10. С. 872.
- [8] Недошивина А.Д., Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимирзоев Г.М., Пузанов А.С., Литовский Д.А., Недошивин А.А. Сравнение характеристик AlGaIn/GaN НЕМТ и AlGaAs/GaAs НЕМТ при воздействии проникающих излучений // Научно-технический вестник Поволжья. 2021. № 9. С. 68.
- [9] Тарасова Е.А., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Земляков В.Е. Анализ нелинейных искажений ДрНЕМТ структур на основе соединения GaAs/InGaAs с двухсторонним дельта-легированием // Физика и техника полупроводников. 2022. Т. 56, № 9. С. 844.
- [10] Голиков О.Л., Кодочигов Н.Е., Оболенский С.В., Пузанов А.С., Тарасова Е.А., Хазанова С.В. Анализ неоднородностей ДрНЕМТ-структуры на основе

GaAs/In_{0.53}Ga_{0.47}As после нейтронного воздействия // Микроэлектроника. 2024. Т. 53, № 1. С. 3.

- [11] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимурзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. Моделирование характеристик субмикронных структур «кремний на изоляторе» с учетом радиационных эффектов // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.
- [12] Тарасова Е.А., Оболенский С.В. // Вестник ННГУ им. Н.И. Лобачевского. 2011. № 5-3. С. 348.
- [13] Тарасова Е.А., Оболенская Е.С., Оболенский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2012. № 4. С. 12.
- [14] Тарасова Е.А., Демидова Д.С., Оболенский С.В., Фефелов А.Г., Дюков Д.И. // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46, № 12. С. 1587.

Секция «Электроника»

Заседание секции проводилось 14 мая 2025 г.
Председатель – С.В. Оболенский, секретарь – Е.В. Волкова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.