



27-я Международная Крымская конференция СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии

Материалы конференции

**10—16 сентября 2017 г.
Севастополь, Крым, Россия**

Том 4

**5a. Материалы и технология СВЧ-приборов;
5b. Нанoeлектроника и нанотехнология**

**Москва • Минск • Севастополь
2017**

УДК 621.3.029.62+621.39
ББК 32я431
С255

Организаторы:

Российский фонд фундаментальных исследований (РФФИ) — проект № 17-07-20555
Российское научно-техническое общество радиотехники, электроники и связи
(РНТОРЭС) им. А. С. Попова
Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН (Москва)
Крымский научно-технологический центр им. проф. А. С. Попова (Севастополь)
Севастопольский государственный университет,
Институт радиоэлектроники и информационной безопасности
Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского,
Физико-технический институт (Симферополь)
Крымская астрофизическая обсерватория,
Отдел радиоастрономии и геодинамики (Кацивели)
ОАО «НПП "Исток" им. Шокина» (Фрязино)
ОАО «Интеграл», НТЦ «Белмикросистемы» (Минск)
Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (Минск)
НП ОАО «Фаза» (Ростов-на-Дону)
АО «Микроволновые системы» (Москва)
НПП «Системные ресурсы» (Москва)
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
ООО «Радиокомп» (Москва)
Уральский федеральный университет им. Б. Н. Ельцина (Екатеринбург)
National Instruments (Москва)
Таркус (Ростов-на-Дону — Севастополь)

Техническая и информационная поддержка:

IEEE, Moscow MTT/ED Chapter
IEEE, Moscow AP Chapter
Медиагруппа «Электроника»

27-я Международная Крымская конференция «**СВЧ-техника** и телеком-
C255 муникационные технологии» (КрыМиКо'2017). Севастополь, 10—16 сентября
2017 г. : материалы конф. в 9 т. — Москва ; Минск ; Севастополь, 2017. —
ISBN 978-966-335-433-0 (тт. 1—9).

Т. 4 : vii, 293 [835—1127] с. : ил. — ISBN 978-966-335-437-8.

В 4-й том включены материалы 45 докладов, которые были представлены на секци-
онных заседаниях по направлениям: 5а. Материалы и технология СВЧ-приборов; 5б. Нано-
электроника и нанотехнология.

Материалы конференции изданы также на флеш-накопителе.

Сборник предназначен для широкого круга специалистов в области СВЧ-техники и те-
лекоммуникационных технологий. Сборник также будет полезен студентам и аспирантам
телекоммуникационных, радиотехнических и радиофизических факультетов вузов.

УДК 621.3.029.62+621.39
ББК 32я431

ISBN 978-966-335-433-0 (тт. 1—9)
ISBN 978-966-335-437-8 (т. 4)

© Оргкомитет КрыМиКо'2017
© КНТЦ им. Попова, 2017

Том 4

СЕКЦИЯ 5a/1: МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ СВЧ-ПРИБОРОВ 1

5a.1	ИССЛЕДОВАНИЯ ИОННО-ИНДУЦИРОВАННЫХ КОРОННЫМ РАЗРЯДОМ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ Mn-Zn ФЕРРИТОВ Шипко М. Н., Коровушкин В. В., Степович М. А., Розин Е. Г.	835
5a.2	ШИРОКОПОЛОСНОЕ РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕЕ ПОКРЫТИЕ С ВЫСОКИМИ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ Иванова В. И., Кибец С. Г., Краснолобов И. И., Лагарьков А. Н., Политико А. А., Семененко В. Н., Чистяев В. А.	840
5a.3	ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ДЕГРАДАЦИИ AlGaIn/GaN НЕМТ Торхов Н. А., Осокина Л. В.	847
5a.4	МЕТОДЫ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ КОНТРОЛЯ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ КРЕМНИЕВЫХ ВАРИКАПОВ Торхов Н. А., Янковская Ю. В., Новиков В. А., Ивонин И. В.	854
5a.5	ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕПЛОПРОВОДЯЩИХ ПОКРЫТИЙ В МОЩНЫХ АРСЕНИДГАЛЛИЕВЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ Пашковский А. Б., Куликова И. В., Лапин В. Г., Лукашин В. М., Приступчик Н. К.	861
5a.6	ШИРОКОПОЛОСНЫЕ МАЛОГАБАРИТНЫЕ СОГЛАСОВАННЫЕ НАГРУЗКИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН НА ОСНОВЕ СЛОИСТЫХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУР Усанов Д. А., Скрипаль Ал. В., Пономарев Д. В., Мещанов В. П., Попова Н. Ф.	868
5a.7p	СВОЙСТВА ХИМИЧЕСКОГО ОКИСЛА АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ Торхов Н. А., Никольникова Е. В., Филимонова И. Д., Новиков В. А.	875
5a.8p	О ПРЕОБРАЗОВАНИЯХ НАПРАВЛЯЕМЫХ МОД В КОМПОЗИЦИОННЫХ СТРУКТУРАХ С ГРАДИЕНТНЫМИ ТЕНЗОРАМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЕЙ Киреева А. И., Руденко И. П.	*
5a.9p	ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ МЕЖСОЕДИНЕНИЙ В СВЧ МИКРОБЛОКАХ Ланин В. Л., Гусинский А. В., Свирид М. С., Петухов И. Б.	882
5a.10p	СЛУЧАЙНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ЛЕГИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ Короновский А. А., Москаленко О. И., Сельский А. О.	*
5a.11p	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИМПЕДАНСА pHEMT-СТРУКТУР Востоков Н. В., Королев С. А., Шашкин В. И.	887
5a.12p	ВЛИЯНИЕ ПРОВОДИМОСТИ НАПРАВЛЯЮЩЕГО ЦИЛИНДРА В СЛОЕ ИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЫ НА ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИММЕТРИЧНЫХ ВОЛН Малахов В. А., Павлович Е. В., Раевская А. А.	*
5a.13p	ВОЛНОВОДНЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ С УПРАВЛЯЕМЫМИ n—i—p—i—n-ДИОДАМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ Усанов Д. А., Никитов С. А., Скрипаль А. В., Мерданов М. К., Евтеев С. Г.	894

СЕКЦИЯ 5a/2: МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ СВЧ-ПРИБОРОВ 2

5a.14	ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НАНОКОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПЕРЕМЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ Хлопов Б. В., Бондарев Ю. С., Самойлова В. С.	901
5a.15	О ПРИРОДЕ АНОМАЛЬНО ВЫСОКОГО КОЭФФИЦИЕНТА ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОЙ СВЯЗИ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР Анисимкин В. И., Верона Э., Воронова Н. В., Кузнецова А. С.	908
5a.16	ПРЯМЫЕ И ОБРАТНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОНЫ В ДИССИПАТИВНЫХ И В АКТИВНЫХ ПЛОСКОСЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ Давидович М. В.	913
5a.17	КАРБИД КРЕМНИЯ ДЛЯ ОКОН ВЫВОДА ЭНЕРГИИ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ ММ ДИАПАЗОНА Паршин В. В., Серов Е. А., Денисов Г. Г., Гарин Б. М., Вьюгинов В. Н., Клевцов В. А., Травин Н. К.	920
5a.18	ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПОЗИТНЫХ МУЛЬТИФЕРРОИДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА БАЗЕ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ Морозова М. А., Романенко Д. В., Матвеев О. В.	926
5a.19	ФОРМИРОВАНИЕ МАСКИРУЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ МЕТОДОМ ФОКУСИРОВАННЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ Коц И. Н., Климин В. С.	*
5a.20p	ВОЛНЫ В ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ ИЗ ПРОВОЛОЧЕК КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ Давидович М. В.	933
5a.21p	ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СВЯЗАННЫХ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ БРИЛЛЮЭНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ Морозова М. А., Романенко Д. В., Матвеев О. В., Шараевский Ю. П.	940
5a.22p	СИНТЕЗ НЕОДНОРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ МАТРИЦ РАССЕЯНИЯ МНОГОКАНАЛЬНЫХ БЛОКОВ Малый С. В., Орлов Е. Е., Орлова А. С.	*
5a.23p	ИЗМЕРЕНИЯ ЛОКАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БЛИЖНЕПОЛЕВОГО СВЧ МИКРОСКОПА Андреев В. Г., Вдовин В. А.	*
5a.24p	ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ НАНОМЕТРОВЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК НА ЧАСТОТЕ 10 ГГц Вдовин В. А., Андреев В. Г., Пронин С. М., Хорин И. А.	*
5a.25p	ИМПУЛЬСНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НАПРЯЖЕНИЯ, ВУСК-ТОПОЛОГИЯ: ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ТЕХНОЛОГИЧНОСТИ Никитин Д. А., Прозоров А. М., Букрин И. В.	946
5a.26p	ВЛИЯНИЕ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ТОКА НА ФОРМИРОВАНИЕ ЗАПРЕЩЕННЫХ ЗОН В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛОВ Морозова М. А., Шараевская А. Ю.	949

СЕКЦИЯ 5b/1: НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОСЕНСОРЫ

5b.1	АКУСТОЭЛЕКТРОННЫЙ НАНОБИОСЕНСОР Анисимкин В. И., Дагесян С. А., Колесов В. В., Кузнецова И. Е., Ткачев С. В., Солдатов Е. С.	954
------	---	-----

5b.2	ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СЕНСОРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ ТРАНЗИСТОРОВ С КАНАЛОМ-НАНОПРОВОДОМ Преснов Д. Е., Трифонов А. С., Божьев И. В., Дорофеев А. А., Крупенин В. А.	960
5b.3	БИОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ВСТРЕЧНО-ШТЫРЕВЫЕ МИКРОСИСТЕМЫ С МАТРИЧНЫМИ ИММОБИЛИЗИРУЮЩИМИ СЛОЯМИ Горох Г. Г., Захлебаева А. И., Метла А. И., Песнякевич А. Г.	966
5b.4	ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ПОДЛОЖЕК НА ПОГЛОЩАЮЩИЕ СВОЙСТВА НАНОМЕТРОВЫХ ПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК Арсеничев С. П., Глумова М. В., Григорьев Е. В., Зуев С. А., Старостенко В. В., Таран Е. П.	972
5b.5	ВЛИЯНИЕ СОСТАВА СТЕКЛЯННОЙ МАТРИЦЫ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{CuInSe}_{2x}\text{Te}_{2(1-x)}$ Боднарь И. В., Соловей Н. П., Стрелюхин А. В.	979
5b.6	ИССЛЕДОВАНИЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК Ильина М. В., Ильин О. И., Гурьянов А. В., Коньшин А. А., Агеев О. А.	984
5b.7p	ВАКУУММЕТР НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК Ильин О. И., Рудык Н. Н., Сучков Д. О.	990
5b.8p	МУЛЬТИСЕНСОРНЫЕ ГАЗОВЫЕ МИКРОСИСТЕМЫ С НИЗКИМ ЭНЕРГОПОТРЕБЛЕНИЕМ НА ОСНОВЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОДЛОЖЕК Горох Г. Г., Захлебаева А. И., Хатько В. В., Реутская О. Г., Таратын И. А.	997
5b.9p	ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ И ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ С НУЛЕВОЙ ЭНТАЛЬПИЕЙ Обухов И. А.	1006
5b.10p	РАДИОПОГЛОЩАЮЩИЕ СВОЙСТВА НИКЕЛЬ-ЦИНКОВЫХ ФЕРРИТОВ Бузько В. Ю., Вызулин С. А., Каликинцева Д. А., Мирошниченко Е. Л.	*
5b.11p	ТЕПЛОВЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ МИКРОНАГРЕВАТЕЛЯ ДАТЧИКА СКОРОСТИ ПОТОКА НА АЛЮМИНИИ С ИЗОЛИРУЮЩИМ СЛОЕМ ИЗ НАНОПОРИСТОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ Врублевский И. А., Чернякова Е. В., Тучковский А. К., Муратова Е. Н., Лучинин В. В., Мошников В. А.	1014

СЕКЦИЯ 5b/2: НАНОТЕХНОЛОГИЯ

5b.15	ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ И ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Мяконьких А. В., Рогожин А. Е., Солянкин П. М., Руденко К. В.	1018
5b.16	ОДНОЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНЗИСТОР НА БАЗЕ ОДНОАТОМНОГО ЗАРЯДОВОГО ЦЕНТРА Гайдамаченко В. Р., Белоглазкина Е. К., Петров Р. А., Дагестян С. А., Сапков И. В., Солдатов Е. С.	1025
5b.19	ОБЪЕМНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ Мазин А. С., Гурченко В. С., Карпенко Н. И., Коваль Н. А.	1032
5b.20	РОЛЬ ИСХОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОДЛОЖКИ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ НАНОКЛАСТЕРОВ КРЕМНИЯ Ковалевский А. А., Строгова А. С., Гранько С. В.	1036

5b.21p	МЕХАНИЗМ РАСТВОРЕНИЯ ИЗОВАЛЕНТНОЙ ПРИМЕСИ В УЛЬТРАТОНКИХ ПЛЕНКАХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ Ковалевский А. А., Строгова А. С., Гранько С. В.	1042
5b.23p	ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАТЕРИАЛА ПОДСЛОЯ НА ПАРАМЕТРЫ ВЫРАЩИВАЕМЫХ МЕТОДОМ CVD УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК Рудык Н. Н., Ильин О. И., Ильина М. В., Федотов А. А.	1050
5b.25p	ВЛИЯНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА НА ПОГЛОЩАЮЩИЕ СВОЙСТВА НАНОГРАНУЛИРОВАННОЙ ПЛЕНОЧНОЙ СТРУКТУРЫ $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ Вызулин С. А., Кевралетин А. Л., Сырьев Н. Е.	1055
5b.26p	ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОФИЛИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ GaAs ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ ДЛЯ СВЧ УСТРОЙСТВ Климин В. С., Солодовник М. С., Резван А. А.	1062
5b.27p	ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕРНИЗАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ GaAs КОМБИНАЦИЕЙ МЕТОДОВ ФОКУСИРОВАННЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ И ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ ДЛЯ ПОСЛЕДУЮЩЕГО ЭПИТАКСИАЛЬНОГО РОСТА Климин В. С., Солодовник М. С.	1069

СЕКЦИЯ 5b/3: НАНОЭЛЕКТРОНИКА И НАНОФОТОНИКА

5b.29	КОМБИНИРОВАННЫЕ МОДЕЛИ ПОЛЕВЫХ ГРАФЕНОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ С ОДНИМ И ДВУМЯ ЗАТВОРАМИ Абрамов И. И., Коломейцева Н. В., Лабунов В. А., Романова И. А.	1076
5b.30	НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАНОАНТЕННЫ Смирнов А. И.	1084
5b.31	ДИНАМИКА КВАНТОВЫХ УРОВНЕЙ В ОБРАЩЕННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ДОНОРНО-АКЦЕПТОРНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ Пашковский А. Б., Новиков С. И., Лапин В. Г., Лукашин В. М.	1090
5b.33	ГЕНЕРАТОР ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ МАТРИЦЫ НАНОПРОВОДОВ Балабанов В. М., Карушкин Н. Ф., Обухов И. А., Смирнова Е. А.	1097
5b.34p	ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОБАРЬЕРНЫХ РЕЗОНАНСНО- ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ДВУХСЛОЙНОГО ГРАФЕНА Абрамов И. И., Коломейцева Н. В., Лабунов В. А., Романова И. А.	1108
5b.35p	ОБ ИМПЕДАНСНЫХ УСЛОВИЯХ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОПРОВОДАХ Давидович М. В.	1115
5b.37p	НЕЛИНЕЙНЫЙ ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОНОВ В GaAs КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО ГАРМОНИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ Борздов А. В., Борздов В. М.	1122

* Материалы доклада не поступили в Оргкомитет к моменту формирования сборника и опубликованы в дополнительном 9-м томе при условии их получения Оргкомитетом не позднее 30 сентября 2017 г.

Investigations of ion-induced corona discharge of structural changes in single crystals of Mn-Zn ferrites

^{1,2}Shipko M.N., ³Korovushkin V.V., ^{4,2}Stepovich M.A., ¹Rosin E.G.

¹Lenin Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, 153003,

Russian Federation

michael-1946@mail.ru

²Ivanovo State University, Ivanovo, 153025, Russian Federation

michael-1946@mail.ru, m.stepovich@rambler.ru

³National University of Science and Technology "MISiS", Moscow, 119049,

Russian Federation

krvsch@mail.ru

⁴Tsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, 248023, Russian Federation

m.stepovich@rambler.ru

Abstract: The effect of processing of single-crystal Mn-Zn ferrites in the corona discharge plasma on the crystal structure of the samples was investigated. An evaluation of the results of the interaction of the plasma with ferrite was carried out using nuclear gamma-resonance spectroscopy. It was shown that the corona treatment can be used to enhance the electromagnetic properties of ferrites, which contain ions with variable valency.

Keywords: ferrites, corona discharge plasma, treatment, ions with variable valence.

Исследования ионно-индуцированных коронным разрядом структурных изменений в монокристаллах Mn-Zn ферритов

^{1,2}Шипко М.Н., ³Коровушкин В.В., ^{4,2}Степович М. А., ¹Розин Е. Г.

¹Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина,

г. Иваново, 153003, Российская Федерация

michael-1946@mail.ru

²Ивановский государственный университет, г. Иваново, 153025,

Российская Федерация

michael-1946@mail.ru, m.stepovich@rambler.ru

³Национальный исследовательский технологический университет «МИСЦ»,

г. Москва, 119049, Российская Федерация

Аннотация: Исследовано влияние обработки монокристаллических ферритов Mn-Zn в плазме коронного разряда на кристаллическую структуру образцов. Оценка результатов взаимодействия плазмы с ферритом проведена с использованием ядерной гамма-резонансной спектроскопии. Показано, что обработку в плазме коронного разряда можно использовать для усиления электромагнитных свойств ферритов, содержащих ионы с переменной валентностью.

Ключевые слова: ферриты, плазма коронного разряда, обработка, ионы с переменной валентностью.

1. Введение

Монокристаллы Mn-Zn ферритов, используемые в микроволновой электронике, являются удобными объектами для изучения электрополевого эффекта, а также механизмов изменения их электромагнитных свойств при облучении ионами, электронами, фотонами. Одним из способов модификации свойств ферритовых материалов является их обработка в коронном разряде [1]. В настоящей работе изложены результаты исследований влияния плазмы коронного разряда на кристаллическую структуру монокристаллических образцов Mn-Zn феррита. Мёссбауэровская спектроскопия позволила описать обменные взаимодействия между магнито-активными ионами тетра- и октаэдрической подрешеток феррита и их влияние на среднее значение магнитного момента ионов железа в образце.

2. Образцы и методика эксперимента

Исследования выполнены на пластинах монокристаллических образцов феррита состава $\text{Mn}_{0,8}\text{Zn}_{0,2}\text{Fe}_2\text{O}_4$ толщиной 60-80 мкм, вырезанных перпендикулярно направлению [111] кристалла. Обработку кристаллов в коронном разряде осуществляли в воздухе при комнатной температуре и следующих параметрах разряда: разность потенциалов между коронирующими электродами 16-20 кВ, ток разряда 0,1-3 мА, длительность обработки – 30 час. Оценка результатов взаимодействия плазмы с ферритом проведена с использованием ядерной гамма-резонансной (ЯГР) спектроскопии. Исследования проведены на установке MS-1104 Em при комнатной температуре, источником γ -излучения служил изотоп Co^{57} в матрице Cr.

3. Результаты исследований

Мёссбауэровские спектры феррита $\text{Mn}_{0,8}\text{Zn}_{0,2}\text{Fe}_2\text{O}_4$ до обработки в плазме коронного разряда представляли собой сложную картину наложения большого числа плохо разрешённых секстетов от неэквивалентных положений ядер Fe^{57} в структуре феррита, в связи с чем был проведён их анализ методом квазинепрерывного описания с использованием стандартной методики. При обработке спектров полагали, что ионы железа локализованы в окта- (В) и тетраэдрических (А) позициях. Соотношение интенсивностей компонент регистрируемого спектра задавали с учетом предположения о статистическом распределении ионов Zn^{2+} в первой координационной сфере октаэдрических ионов железа. В таком случае вероятность W_n нахождения n ионов Zn^{2+} в первой координационной сфере ионов Fe^{3+} может быть представлена в виде биномиального распределения $W_n = (6n)x^n(1-x)^{6-n}$, где x – концентрации ионов цинка в образце. Для образца с заданной концентрацией цинка максимальные значения вероятности W_n получены для октаэдрических ионов железа, имеющих в ближайшем окружении 0, 1, 2 или 3 иона Zn. На рис. 1 представлены результаты обработки полученных нами экспериментальных данных: графики функций распределения $P(H)$ магнитных полей на ядрах Fe^{57} для ЯГР спектров исследованного феррита: *a* – при наложении внешнего электрического поля напряжённости $3 \cdot 10^5$ В/м, *b* – после обработки в коронном разряде и *в* – в исходном состоянии; в первом случае обработка в коронном разряде не проводилась. Стрелками указаны координаты максимумов функции $P(H)$ для ионов железа, расположенных в тетра- и октаэдрических позициях кристаллической структуры феррита.

После обработки в коронном разряде наблюдается сдвиг максимума функции $P(H)$, соответствующего тетраэдрической подрешетке, в сторону более высоких значений (от 470 кЭ до 484 кЭ), а также сдвиг в сторону более высоких значений магнитных полей максимумов функции $P(H)$, соответствующих октаэдрическим ионам железа, не имеющих в ближайшем окружении ионов Zn^{2+} . Наблюдаемое повышение значений сверхтонких полей на ядрах Fe^{57} после обработки феррита в плазме коронного разряда свидетельствует об изменении электронного и спинового состояний ионов железа в его структуре. Причину такого изменения можно объяснить в рамках «ионного» механизма, специфическое появление которого связано с особенностями состава и структуры Mn-Zn феррита. Действительно, согласно литературным данным [2] электромагнитные свойства Mn-Zn феррита можно описать, принимая во внимание механизм электронного обме-

на между разновалентными ионами железа и марганца. Частота электронных перескоков зависит от величины потенциального барьера, который электрон преодолевает в процессе обмена $\text{Mn}^{2+(3+)} \leftrightarrow \text{Fe}^{3+(2+)}$.

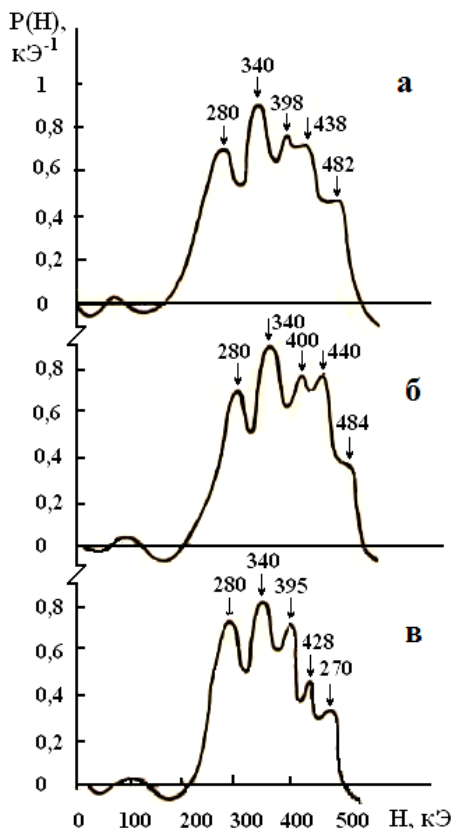


Рис. 1. Распределения эффективных магнитных полей на ядрах Fe^{57} $P(H)$ для ЯГР спектров феррита $\text{Mn}_{0,8}\text{Zn}_{0,2}\text{Fe}_2\text{O}_4$: а – во внешнем электрическом поле (напряжённость поля указана на оси абсцисс у нижнего рисунка), б – после обработки в коронном разряде, в – исходное состояние.

Fig. 1. Distributions of effective magnetic fields on Fe^{57} $P(H)$ nuclei for nuclear gamma resonance spectra of ferrite $\text{Mn}_{0,8}\text{Zn}_{0,2}\text{Fe}_2\text{O}_4$: а – in an external electric field (the field intensity is indicated on the abscissa axis in the lower figure), б – after treatment in the corona discharge, в – initial

В результате внедрения из плазмы коронного разряда в кристаллическую структуру феррита дополнительных ионов кислорода изменяется не только степень ее локальной деформации, межионные расстояния, но и

количество ионов, участвующих в электронном обмене. Увеличение значений эффективных магнитных полей на ядрах ионов железа Fe^{57} , локализованных в тера- и октаэдрических позициях структуры феррита, свидетельствует в пользу изменения намагниченности подрешеток и, как следствие, результирующей намагниченности насыщения образца.

Такой механизм находится в согласии с результатами исследования мёссбауэровского спектра монокристалла Mn-Zn-феррита во внешнем электрическом поле. Такое поле способно вследствие электрострикции повлиять на интенсивность обменных взаимодействий между магнито-активными ионами тетра- и октаэдрической подрешеток феррита и, как следствие, на среднее значение магнитного момента ионов железа в образце.

4. Заключение

Полученные результаты указывают на возможность использования коронного разряда для повышения электромагнитных свойств ферритов, в состав которых входят ионы с переменной валентностью.

Список литературы

- [1] Шипко М.Н., Костишин В.Г., Степович М.А., Коровушкин В.В. Модификация свойств ферритовых материалов с гексагональной структурой при обработке в плазме коронного разряда // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2017. № 1. С. 89-93.
- [2] Window B. Hyperfine field distributions from Mossbauer spectra // Journal of Physics E: Scientific Instruments. 1971. V. 4. No. 5. P. 401-403.

References

- [1] Shipko M.N., Kostishin V.G., Stepovich M.A., Korovushkin V.V. Modifying the properties of ferrite materials with a hexagonal structure via treatment in corona discharge plasma. *Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, January 2017, vol. 11, issue 1, pp. 142-145.
- [2] Window B. Hyperfine field distributions from Mossbauer spectra. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. 1971, vol. 4, no. 5, pp. 401-403.

Broadband radar absorbing material possessing high-level operating performance

Ivanova V.I., Kibets S.G., Krasnolobov I.I., Lagarkov A.N.,
Politiko A.A., Semenenko V.N., Chistyayev V.A.
ITAE RAS

Moscow, 125412, Russian Federation
alexey.politiko@mail.ru

Abstract: Broadband radar absorbing material (RAM) developed by ITAE RAS is presented. Tests are described that exposed the RAM to assess its resistance to external influencing factors. The method is proposed for measuring the temperature dependence of the reflection coefficient of sheet RAM samples at normal incidence of electromagnetic waves. The report notes comparative characteristics of radar cross section diagrams, frequency dependences of reflection coefficient and characteristics of RAM resistance at opening fracture mode.

Keywords: radar absorbing material, reflection coefficient, physical and mechanical properties, radar cross section diagram.

Широкополосное радиопоглощающее покрытие с высокими эксплуатационными свойствами

Иванова В.И., Кибец С.Г., Краснолобов И.И., Лагарьков А.Н.,
Политико А.А., Семененко В.Н., Чистяев В.А.
ИТПЭ РАН

Москва, 125412, Российская Федерация
alexey.politiko@mail.ru

Аннотация: Представлено широкополосное радиопоглощающее покрытие марки РАН-67, разработанное ИТПЭ РАН. Описываются испытания, которым подвергается данное покрытие, для оценки его стойкости к внешним воздействующим факторам. Предлагается методика измерения температурной зависимости коэффициента отражения плоских образцов покрытий при нормальном падении электромагнитной волны. В докладе приводятся сравнительные характеристики диаграмм обратного рассеяния образца покрытия, частотные зависимости коэффициента отражения, а также характеристики прочности покрытия при нормальном отрыве.

Ключевые слова: радиопоглощающее покрытие, коэффициент отражения, физико-механические характеристики, диаграмма обратного рассеяния.

1. Введение

Для разработки сверхширокополосных (СШП) антенных систем является актуальным снижение рассеяния электромагнитной волны на металлической платформе, на которой установлена СШП антенная система, а также минимизация дифракционных явлений на платформе. Последнее достигается применением на платформах СШП радиопоглощающих покрытий (РПП), существенно снижающих изрезанность диаграмм направленности антенн и стабилизирующих их радиотехнические характеристики. Как правило, на практике такие РПП должны использоваться при воздействии сложного комплекса внешних воздействующих факторов.

В рамках решения данной задачи в ИТПЭ РАН разработано многослойное широкополосное РПП марки РАН-67. РПП РАН-67 предназначено для снижения коэффициента отражения элементов конструкции объектов в диапазоне частот от 8 до 18 ГГц [1].

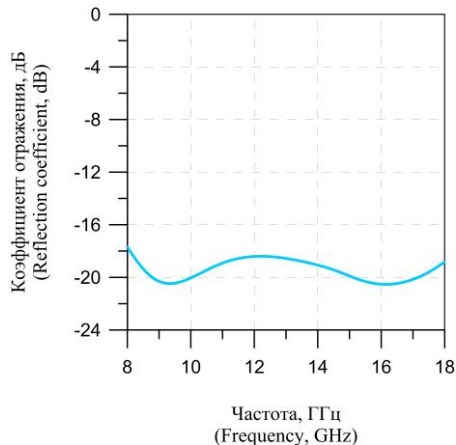


Рис. 1. Типичная частотная зависимость коэффициента отражения РПП РАН-67.

Fig. 1. Typical frequency dependence of reflectivity of RAM RAN-67.

РАН-67 относится к группе силиконовых материалов и представляет собой многослойный композиционный материал на основе кремнийорганического связующего, наполненного мелкодисперсным порошком модифицированного железа. Типичная частотная зависимость коэффициента отражения РПП РАН-67 при нормальном падении электромагнитной вол-

ны представлена на рис. 1. При разработке РАН-67 ставилась задача сохранения высоких радиофизических и физико-механических свойств покрытия при воздействии наиболее критичных климатических факторов. К таким факторам относятся: воздействие повышенных и пониженных температур, воздействие повышенной влажности, солевого (морского) тумана, термическое старение покрытия при низких и высоких температурах, циклическое изменение температуры окружающей среды.

2. Методика испытаний радиопоглощающего покрытия на стойкость внешним воздействующим факторам

Для оценки стойкости РПП РАН-67 к внешним воздействующим факторам были проведены следующие виды испытаний:

- повышенная относительная влажность воздуха 100% при +35 °С,
- термическое старение при температурах минус 60 °С и +120 °С,
- периодическое изменение температур от минус 60 °С до +120 °С (термоциклирование),
- нагрев до максимальной +180 °С и охлаждение до минимальной минус 70 °С рабочей температуры с измерением температурной зависимости коэффициента отражения.

До испытаний предварительно был изготовлен комплект образцов РПП РАН-67: размером 200×200 мм (для измерения диаграмм обратного рассеяния и коэффициентов отражения при нормальном падении волны) и размером 50×50 мм (для проведения физико-механических испытаний).

В качестве контролируемых показателей при проведении испытаний покрытия оценивались: 1) изменение внешнего вида покрытия – образование пузырей, трещин, расслоений и т.д. (определялось визуально); 2) изменение частотной зависимости коэффициента отражения покрытия при нормальном падении электромагнитной волны в диапазоне частот от 2 до 24 ГГц; 3) изменение прочности покрытия при нормальном отрыве.

Контроль коэффициента отражения РПП РАН-67 в процессе испытаний осуществлялся на специализированном стенде для измерения радиофизических свойств и параметров материалов и покрытий. Измерения на стенде проводились по аттестованной методике измерений электрофизических параметров материалов в свободном пространстве в ближней зоне рупорных антенн, разработанной в ИТПЭ РАН [2].

Измерения температурной зависимости коэффициента отражения [3] образца покрытия проводились в диапазоне частот от 2 до 24 ГГц в интервале температур от минус 60 °С до +180 °С. Для охлаждения образца до

температуры минус 60 °С использовалась горизонтальная низкотемпературная морозильная камера. В морозильную камеру помещался образец вместе с малоотражающей теплоизолированной ячейкой (рис. 2) и массивной металлической пластиной (5) с впаянным температурным датчиком (7), которая тыльной стороной прижималась к металлической подложке РПП (4). При достижении требуемой температуры образец покрытия вместе с пластиной в теплоизолированной ячейке (1, 2) переносился на измерительный стенд, где производились измерения коэффициента отражения образца покрытия. Пластина (5) сразу же подключалась к источнику питания переменного тока (AC Power Supply) для осуществления ее разогрева путем подачи на контакты переменного напряжения от 25 до 100 В. Измерения и контроль температуры осуществлялись с помощью аналогового платинового термосопротивления, интегрированного в металлическую пластину, и аналогово-цифрового преобразователя (ADC).

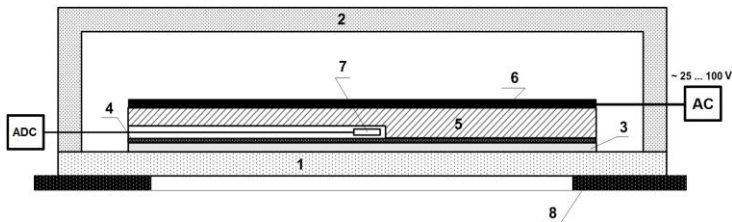


Рис. 2. Схема термоизолированной ячейки (1 – нижняя крышка термоизолированной ячейки; 2 – верхняя крышка термоизолированной ячейки; 3 – образец покрытия РАН-67; 4 – металлическая подложка образца; 5 – металлическая пластина; 6 – плоский электрический нагреватель; 7 – аналоговый платиновый температурный датчик; 8 – металлическая радиопоглощающая диафрагма).

Fig. 2. Block-diagram of heat-insulated cell (1 – bottom seal of heat-insulated cell; 2 – top seal of heat-insulated cell; 3 – test sample of RAN-67; 4 – metal substrate of test sample; 5 – flat metal plane; 6 – flat electric heater; 7 – analog platinum thermo sensor; 8 – metal diaphragm with a multi-layer radio absorbing material coating on it).

Для оценки радиопоглощающих свойств РПП РАН-67 не только при нормальном облучении, но и при различных углах падения электромагнитной волны проводились измерения диаграмм обратного рассеяния (ДОР) – однопозиционных диаграмм эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) образца покрытия. Был проведен сравнительный анализ ДОР «голой» металлической пластины размером 200×200 мм и пластины того же размера с нанесенным на одну из ее сторон покрытием РАН-67. Измерения ДОР проводились в безэховой камере (БЭК) согласно аттестованной методике измерений.

В заключение для оценки изменения физико-механических свойств образцов покрытия РАН-67 по каждому виду испытаний были проведены измерения прочности связи РПП с подложкой при равномерном отрыве на разрывной машине. Сущность метода заключается в измерении силы, необходимой для разрушения связи между поверхностями РПП и подложки, на которую нанесено РПП. При этом усилие должно действовать перпендикулярно к поверхности покрытия.

3. Анализ результатов испытаний

Результаты проведенных испытаний образцов РПП РАН-67 свидетельствуют о том, что покрытие имеет значительные вариации значений коэффициента отражения при изменении температуры. На рис. 3 представлено несколько кривых частотной зависимости в диапазоне от 8 до 18 ГГц коэффициента отражения образца покрытия в интервале температур от минус 70 °С до +180 °С. Из графика видно, что охлаждение образца покрытия приводит к смещению зависимости коэффициента отражения в область высоких частот с формированием одного выраженного локального минимума. При термическом нагреве наоборот происходит смещение частотной зависимости коэффициента отражения в область более низких частот. Однако и при нагреве до максимальной температуры, и при охлаждении до минимальной РПП РАН-67 сохраняет свою работоспособность – значения коэффициента отражения удовлетворяют требованиям ТУ (не более минус 15 дБ в диапазоне частот от 8 до 18 ГГц) на данное покрытие независимо от его рабочей температуры. Такие смещения обусловлены значительными изменениями диэлектрической и магнитной проницаемости материала покрытия в данном диапазоне температур.

РПП РАН-67 является стойким к воздействию повышенной влажности в течение 1000 часов. Результаты испытаний образцов покрытия на стойкость к воздействию повышенной влажности подтверждают, что зависимость коэффициента отражения от воздействия влажного тепла незначительна.

РАН-67 также демонстрирует слабую зависимость значений коэффициента отражения от воздействия циклических изменений температуры среды – после 60 циклов модуль коэффициента отражения отличается от исходного состояния на величину не более 1,5 дБ. Обнаружено, что после прохождения 20 циклов значения коэффициента отражения во всем диапазоне частот от 2 до 24 ГГц остаются практически неизменными. Это связано с прохождением образцами термостабилизации.

Результаты испытаний покрытия РАН-67 на стойкость к продолжительному воздействию пониженных и повышенных температур показывают, что РПП имеет высокую стойкость к воздействию термического старения как при низких (минус 60 °С), так и при высоких (+120 °С) температурах. Покрытие полностью сохраняет свою работоспособность после теплового старения в течение 1000 часов.

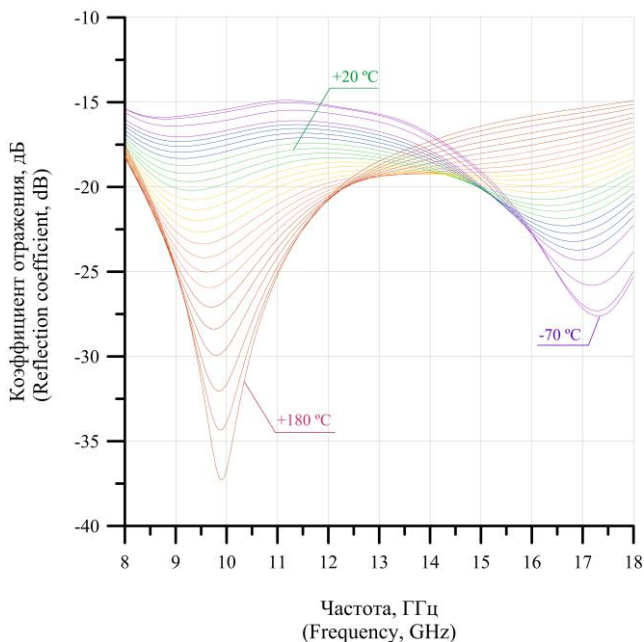


Рис. 3. Типичная частотная зависимость коэффициента отражения РПП РАН-67.

Fig. 3. Typical frequency dependence of reflectivity of RAM RAN-67.

Измерения диаграмм обратного рассеяния в диапазоне от 2 до 18 ГГц показывают, что нанесение РПП РАН-67 на металлическую пластину размером 200×200 мм способно уменьшить ее ЭПР на величину порядка 5...18 дБ при углах падения волны до 85 град в данном интервале частот.

Значения показателя прочности связи РПП с подложкой при отрыве показывают, что воздействия внешних факторов не оказывают заметного влияния на физико-механические характеристики покрытия. Изменение внешнего вида покрытия в результате проведенных испытаний незначительно – при визуальном анализе на образцах не обнаружено пузырей, трещин, расслоений, каверн и других дефектов.

4. Заключение

Стойкость РПП РАН-67 к воздействию повышенных и пониженных температур, термоциклированию, термостарению, повышенной влажности демонстрирует высокую эксплуатационную надежность данного покрытия. При разработке РПП РАН-67 был реализован принцип: «адгезионная прочность выше когезионной». Соблюдение этого принципа исключает возможность отслоения покрытия большими кусками, которые могут повредить конструкцию изделия с антенной платформой. Высокие радиопоглощающие свойства РПП РАН-67 в частотном диапазоне от 8 до 18 ГГц в сочетании с хорошими физико-механическими характеристиками, а также сравнительно небольшой толщиной (порядка 4 мм) и, как следствие, массой позволяют рекомендовать данное покрытие для применения в сверхширокополосных антенных системах.

Список литературы

- [1] В.И. Иванова, С.Г. Кибец, И.И. Краснолобов, А.Н. Лагарьков, А.А. Политико, В.Н. Семененко, В.А. Чистяев. Разработка широкополосного радиопоглощающего покрытия с высокими эксплуатационными свойствами // Журнал радиоэлектроники. 2016. №7. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jul16/5/text.pdf>
- [2] К.М. Басков, А.А. Политико, В.Н. Семененко, В.А. Чистяев. Коррекция S-параметров при измерении материальных параметров магнитодиэлектрических композитов в свободном пространстве с применением диафрагмы // Журнал радиоэлектроники. 2017. №5. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/may17/7/text.pdf>
- [3] Семененко В.Н., Кибец С.Г., Чистяев В.А., Политико А.А. Измерение коэффициента отражения радиопоглощающих покрытий в диапазоне рабочих температур // Доклады 2-ой Всероссийской Микроволновой конференции, ИРЭ РАН, Москва, 2014, 409-414.

References

- [1] Ivanova V.I., Kibets S.G., Krasnolobov I.I., Lagarkov A.N., Politiko A.A., Semenenko V.N., Chistyayev V.A. Development of Broadband Radar Absorbing Material Possesing High-level Operating Performance. *Zhurnal Radioelektroniki – Journal of Radio Electronics*, 2016, №7. (In Russian). Available at: <http://jre.cplire.ru/jre/jul16/5/text.pdf>
- [2] Baskov K.M., Politiko A.A., Semenenko V.N., Chistyayev V.A. Measurement error correction of S-parameters in determining the complex permittivity and permeability of magnetodielectric composites in free space using the diaphragm. *Zhurnal Radioelektroniki – Journal of Radio Electronics*, 2017, №5. (In Russian). Available at: <http://jre.cplire.ru/jre/may17/7/text.pdf>
- [3] Semenenko V.N., Kibets S.G., Chistyayev V.A., Politiko A.A. Reflection coefficient measurements of radar absorbing materials in an operating temperature range. *Doklady 2 Vserossiyskoy Mikrovolnovoy konferentsii – Report of the 2nd All-Russian Microwave conference*. Moscow, IRE RAS, November 2014, pp. 409-414. (In Russian).

Physical Mechanisms of AlGaN/GaN HEMT Degradation

Nikolay A. Torkhov^{1,2,3}, Lilay V. Osokina²

¹Scientific- Research Institute of Semiconductors
Tomsk, 634034, Russian Federation

²Tomsk State University Tomsk, 634050, Russian Federation, trkf@mail.ru

³Tomsk State University of Control System and Radioelectronics
Tomsk, 634050, Russian Federation

Abstract: The electron-microscopic investigation of transistor channel cross section reveals in an AlGaN/GaN HEMT gate area significant, pervading at a sufficiently large distance ($> 1 \mu\text{m}$) fields of mechanical tensions and structural defects (linear dislocation and grain boundaries of mosaic structure) activating diffusion processes that lead to gate degradation and transistor breakdown. With due consideration of the results obtained, the quality and reliability improvement suggestions are formulated.

Keywords: gallium nitride, AlGaN/GaN, HEMT, Schottky gate, diffusion, degradation, structural defects, mechanical tensions.

Физические механизмы деградации AlGaN/GaN HEMT

^{1,2,3}Торхов Н.А., ²Осокина Л.В.

¹АО «Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов»
г. Томск, 634034, Россия

²Национальный исследовательский Томский Государственный университет
г. Томск, 634050, Россия, trkf@mail.ru

³Томский университет систем управления и радиоэлектроники
г. Томск, 634050, Россия

Аннотация: Электронномикроскопические исследования поперечного сечения канала транзистора выявили наличие в подзатворной области AlGaN/GaN HEMT значительных, распространяющихся на достаточно большие ($> 1 \mu\text{м}$) расстояния, полей механических напряжений и структурных дефектов (линейных дислокаций и границ зерен мозаичной структуры) активирующих процессы диффузии, приводящие к деградации затвора и выходу транзистора из строя. С учетом полученных результатов были сформулированы предложения по повышению качества и надежности транзисторов.

Ключевые слова: нитрид галлия, AlGaN/GaN, HEMT, затвор Шоттки, диффузия, деградация, структурные дефекты, механические напряжения.

1. Введение

Исследование физических механизмов деградации является неотъемлемой частью мероприятий по повышению надежности и качества AlGaN/GaN HEMT-транзисторов. В результате реализации в 2005-2010 гг. нескольких крупных международных программ (Дарфа, Корриган и т.д.) с участием США, Англии, Франции, Японии и др. удалось значительно повысить надежность (энергию активации деградации E_a с 0.38 эВ (1997 г.) [1] до 1.7 эВ [2] и 2.94 эВ [3]) и температурные режимы работы AlGaN/GaN HEMT. Несмотря на это в научной литературе все еще недостаточно освещены физические механизмы деградации AlGaN/GaN HEMT и пути повышения их надежности. Согласно литературным данным, к основным причинам, влияющим на качество и надежность полевых транзисторов на основе GaN, можно отнести: наличие структурных дефектов [4] и решеточное несоответствие, сильные механические деформации [5] и дефекты в пассивирующем диэлектрике [6], диффузия вдоль дислокаций, диффузия под воздействием напряжений, образование ямок, или трещин [7], высокая температура в канале [8]. Все эти причины приводят к деградации и ухудшению характеристик полевых затворов, как одним из наиболее чувствительных к различного рода критическим воздействиям конструктивных элементов HEMT.

Исходя из вышеизложенного, для выявления физических механизмов деградации изготовленных AlGaN/GaN HEMT в работе проведены аналитические исследования структуры подзатворной области канала транзистора с применением методов высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии.

2. Экспериментальная часть

Для изготовления полевых транзисторов использовались гетероэпитаксиальные AlGaN/GaN HEMT-структуры, выращенные MOCVD-методом на полуизолирующей подложке карбида-кремния 4H-SiC{0001}. Общая толщина буферного слоя составляла 3000 нм, слоя AlN – 0.5 нм, Al₂₈Ga₇₂N -спейсера 1.5 нм, высоколегированного ($N_D=3 \times 10^{18}$ см⁻³) Al₂₇Ga₇₃N:Si p⁺-слоя – 18 нм, капсулирующего нелегированного GaN слоя – 2 нм. Концентрация электронов в двумерном (2D) электронном газе

$N_S=1,1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu(T=300 \text{ К}) > 2000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Активная область с шириной канала 200 мкм формировалась реактивным ионным травлением меза-изоляции глубиной 70 нм по маске фоторезиста. Омические контакты формировались методом взрывной литографии напылением металлизации TiAlNiAu с последующим быстрым термическим отжигом в атмосфере азота при температуре 780 °С. Field-plate – затвор на основе NiAu длиной 0.5 мкм (рис. 1, а) формировался методом "взрывной" литографии. После этого активная область конструкции с общей шириной канала $200 \times 6 = 1200 \text{ мкм}$ покрывалась защитным слоем SiO_2 . Соединение истоков между собой осуществлялось двойными воздушными мостами через окна в SiO_2 . Затем, на сканирующем электронном микроскопе "Quanta 200 3D" сфокусированным ионным пучком вдоль поперечного сечения канала транзистора вырезалась тонкая ($< 100 \text{ нм}$) фольга, содержащая конструктивные элементы поперечного сечения активных слоев затвора и

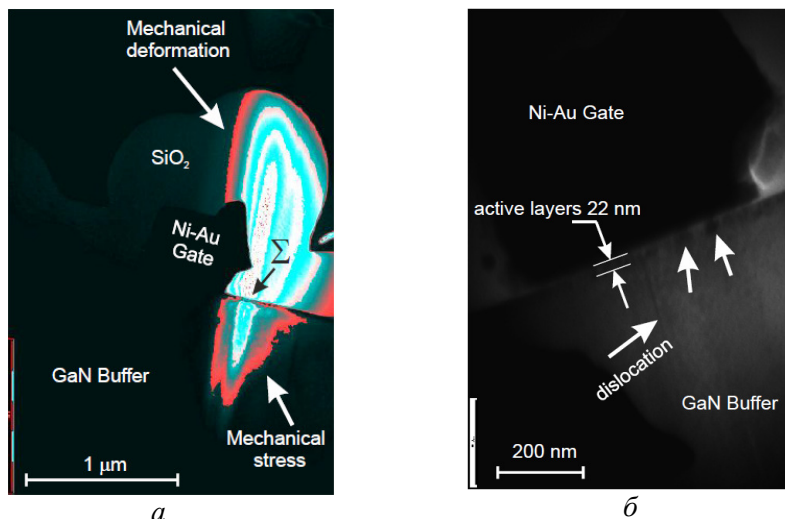


Рис. 1. Просвечивающие электронно-микроскопические изображения поперечного сечения канала изготовленного AlGaIn/GaN HEMT: пассивирующего диэлектрика – а) и NiAu/GaN интерфейса – б).

Fig. 1 Transmission electron micrographs of the manufactured AlGaIn/GaN HEMT channel cross section: passivating dielectric – a); NiAu/GaN interface – b).

подзатворной области HEMT (рис. 1). Исследование структуры подзатворной области канала исследуемого AlGaIn/GaN HEMT на приготовлен-

ной таким образом фольге осуществлялось в светлопольном и темнопольном режимах, а также в режиме микродифракции на высокоразрешающем просвечивающем электронном микроскопе “Philips CM 12” с разрешающей способностью до 0,24 нм.

Наблюдаемый контраст в аморфном слое пассивирующего диэлектрика (рис. 1, *а*, стрелка “Mechanical deformation”) в виде вложенных друг в друга эллиптических контуров разного цвета (интенсивности) обусловлен интерференцией проходящего электронного луча, вызванной зависимостью коэффициента преломления пассивирующего диэлектрика SiO_2 от поля упругих механических напряжений. Как видно из рис. 1, *а*, локализованное в пассивирующем диэлектрике над затвором со стороны стока поле упругих механических напряжений представлено в виде совокупности вложенных друг в друга контуров равных горизонтальных напряжений – изохор, вектора градиентов которых направлены внутрь этих контуров. В результате суперпозиции это приводит к значительному усилению механических напряжений в центральной области локализованного поля. Упругие механические напряжения в данном случае вызваны, по всей вероятности, разной толщиной пассивирующего диэлектрика, а также различиями в значениях температурных коэффициентов расширения материалов диэлектрика, затвора и гетерозепитаксиальных слоев. Хорошо видно, что под влиянием смещенной шляпки затвора область максимальных механических напряжений смещается в прилегающую к затвору со стороны стока область с более толстым диэлектриком. Механические напряжения в пассивирующем диэлектрике сами по себе не представляют большой опасности только в том случае, если они не являются причиной каких-либо иных нежелательных эффектов. В данном случае возникающие в пассивирующем диэлектрике со стороны стока механические напряжения особым образом передаются гетерозепитаксиальным слоям подзатворной области. Особенность заключается в том, что передача механических напряжений происходит не равномерно по всей прилегающей к затвору со стороны стока поверхности канала, а практически сконцентрирована в одной точке Σ (рис. 1, *а*). Проникая в гетерозепитаксиальные слои, механические напряжения распространяются в них в разные стороны на достаточно большие (>1 мкм) расстояния, формируя в них резко несимметричное поле упругих механических напряжений, изохоры которого (деформационные контуры) по форме напоминают пламя горящей свечи с основанием в точке Σ . Возникающие таким образом контуры экстинкции (рис. 1, *а*, стрелка “Mechanical stress”) позволяют судить о достаточно значительных механических напряжениях приводящих к разориентации кристаллической

структуры подзатворной области транзистора. Подобные механические напряжения способны влиять на электрофизические и приборные характеристики AlGaIn/GaN HEMT посредством изменения энергетической диаграммы гетероэпитаксиальной структуры и, как следствие, концентрации 2D-электронного газа, что, безусловно, отразится на токах стока, входном и выходном сопротивлениях, напряжении отсечки. Кроме этого механические напряжения при повышении температуры канала способны притягивать к себе большое количество различного рода подвижных структурных дефектов (например, дислокаций), которые, в свою очередь, активируют процессы диффузии, ускоряют деградацию интерфейса затвора Шоттки и приводят к деградации приборных характеристик транзистора.

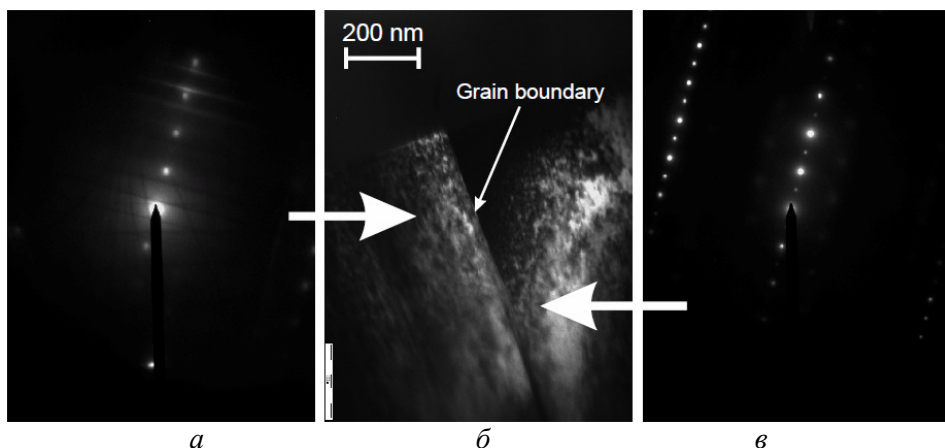


Рис. 2. Микродифракция зерна слева от границы – а), просвечивающие электронно-микроскопические изображение границы между зернами “Grain boundary” – б) и микродифракция зерна справа от границы – в).

Fig. 2. Microdiffraction of the grain to the left from the boundary – a); transmission electron micrograph of the boundary between the grains “Grain boundary” – b); and microdiffraction of the grain to the right from the boundary – c).

Более подробные исследования интерфейса затвора NiAu/GaN выявили наличие в активных слоях подзатворной области структурных дефектов нескольких типов: линейных дислокаций и локальных (~20-30 нм) областей разориентации (рис. 1, б, стрелки), которые обусловлены с мозаичным характером роста гетероэпитаксиальной структуры. Выраженный темными и светлыми пятнами темновой контраст контуров экстинкции справа и слева от границы зерен (рис. 2, б) также указывает на мозаичную

структуру гетероэпитаксиальных слоев. Мозаичная структура полностью подтверждается обнаружением границ зерен (рис. 2, б, “Grain boundary”). Согласно рис. 2 дифракционные картины, снятые в режиме микродифракции по левую (рис. 2, а) и по правую (рис. 2, в) стороны от границы, указывают на разную кристаллическую ориентацию граничащих зерен. Границы зерен, как и дислокации, также являются эффективным стоком для различного рода примесей и дефектов, способных активировать процессы диффузии, быструю деградацию затвора и транзистора.

Исходя из вышеизложенного можно сформулировать несколько конструктивно-технологических способов повышения качества и надежности изготавливаемых AlGaIn/GaN HEMT. Так, расположение активных полевых электродов между слоями диэлектрика над затвором позволяет не только снизить максимальные напряженности электрических полей в канале, но и способствует перераспределению и значительному снижению механических напряжений в пассивирующем диэлектрике и, как следствие, в подзатворной области транзистора. Удаление диэлектрика из под выступающих частей Т-, Г-, или Z-образной шляпок полевых затворов также снижает влияние механических напряжений на прилегающие к затвору области канала. Использование LAD-технологий предотвращает активацию процессов диффузии в подзатворной области, что также приводит к повышению надежности транзистора. Повышению надежности полевых GaN-транзисторов способствует, конечно же, и совершенствование материала гетероэпитаксиальных структур, направленное на уменьшение концентрации различного рода структурных дефектов и механических напряжений в гетероэпитаксиальных слоях.

Для исследования активационных процессов деградации планируется проведение дальнейших исследований.

3. Заключение

Электронномикроскопические исследования поперечного сечения канала изготовленного транзистора выявили наличие в смещенной к стоку подзатворной области AlGaIn/GaN HEMT значительных, распространяющихся на достаточно большие (>1 мкм) расстояния механических напряжений и различных структурных дефектов (линейных дислокаций и границ зерен мозаичной структуры) активирующих процессы диффузии, деградацию затвора, приводящего к выходу транзистора из строя. С учетом полученных результатов были сформулированы предложения по повышению качества и надежности транзисторов.

Список литературы. References

- [1]. Gaska, R. , Chen, Q. ; Yang, J. ; Osinsky, A. ; Khan, M.Asif ; Shur, M.S. High-temperature performance of AlGaIn/GaN HFETs on SiC substrates. IEEE Electron device Lett., 18(10), pp. 492-494, Oct. 1997.
- [2]. Brian Barr, Dan Burkhard. High Temperature, High Power RF Life Testing of GaN on SiC RF Power Transistors. Translated by Andrey Danilov. Sovremennaya Elektronika. 6 (2013). pp. – 72-75.
- [3]. David Maier, Mohammed Alomari, Nicolas Grandjean, Jean-Francois Carlin, at all. Testing the Temperature Limits of GaN-Based HEMT Devices. IEEE Transactions on Device and Materials Reliability. 10(4), Desember (2010). 427-435.
- [4]. E.A. Douglas, C.Y. Chang, B.P. Gila, M.R. Holzworth and all. Investigation of the effect of temperature during off-state degradation of AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors. Microelectronics Reliability. In press. 2011.
- [5]. David J. Cheney, Erica A. Douglas, Lu Liu, Chien-Fong Lo, Brent P. Gila, Fan Ren, Stephen J. Pearton. Degradation Mechanisms for GaN and GaAs High Speed Transistors. Materials. 2012. 5. 2498-2520; doi: 10.3390/ma5122498.
- [6]. D.A. Gajewski, Scott Sheppard, Tina McNulty, Jeff B. Barner, Jim Milligan. John Palmour. Reliability of GaN/AlGaIn HEMT MMIC technology on 100-mm 4H-SiC. Submitted to the Reliability of compound semiconductors (ROCS) Workshop, Indian Wells, CA, USA, May 16, 2011. 141-145.
- [7]. Libing Li, Jungwoo Joh, J.A. del Alamo, Carl V. Thompson. Spatial distribution of structural degradation under high-power stress in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors. Appl. Phys. Lett. 100 172109 (2012).
- [8]. Jon C. Freeman, Wolfgang Mueller. Channel Temperature Determination for Al-GaN/GaN HEMTs on SiC and Sapphire. NASA/TM—2008-215444 // <http://gltrs.grc.nasa.gov>.

The AFM-Methods to Control the System of Si Varicaps Electrostatic Fields

Nikolay A. Torkhov^{1,2}, Uliya V. Yankovskaya¹,
Vadim A. Novikov², Ivan V. Ivonin²

¹Scientific- Research Institute of Semiconductors
Tomsk, 634034, Russian Federation

²Tomsk State University Tomsk, 634050, Russian Federation, trkf@mail.ru

Abstract: In this paper, the application of the nondestructive AFM-methods to control the system of Si varicaps electrostatic fields is demonstrated. It is shown that reverse current increase and breakdown voltage decrease are explained by significant field boosting at the border between p^+-n -junction and silicon open surface after capping with polyimide varnish. The results obtained allow to determine the physical reasons that lead to static parameters degradation in such cases. The constructive methods to eliminate arising pain points are proposed.

Keywords: silicon, varicap, surface, static parameters, p - n junction, electrostatic field, AFM-investigation, Kelvin method.

Методы атомно-силовой микроскопии для контроля системы электростатических полей кремниевых варикапов

Торхов Н.А.^{1,2}, Янковская Ю.В.¹, Новиков В.А.^{1,2}, Ивонин И.В.²

¹АО «Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов»
г. Томск, 634034, Россия

²Национальный исследовательский Томский Государственный университет
г. Томск, 634050, Россия, trkf@mail.ru

Аннотация: В работе продемонстрировано эффективное применение неразрушающих методов АФМ для контроля системы электростатических полей кремниевых варикапов. Было показано, что увеличение обратных токов и уменьшение пробивных напряжений вызвано значительным усилением электростатического поля в месте выхода p^+-n -перехода на открытую поверхность кремния после нанесения защитных слоев полиимидного лака. На основе полученных результатов были определены физические причины, приводящие к ухудшению ста-

тических параметров в этих случаях. Предложены конструктивные способы устранения возникающих недостатков.

Ключевые слова: кремний, варикап, поверхность, статические параметры, p - n – переход, электростатическое поле, атомно-силовая микроскопия, метод Кельвина.

1. Введение

К основным физическим объектам, по которым можно характеризовать качество электрической пассивации полупроводниковых поверхностей, относится система их электростатических полей. Наиболее информативным является контроль периферийных областей активных конструктивных элементов полупроводниковых приборов (p/p) там, например, где p^{++} - n –переход выходит на поверхность. Поэтому, с целью предотвращения технологического брака, заключающегося в увеличении обратных токов и снижении пробивных напряжений кремниевых p^+ - n –переходов, необходимо осуществлять контроль их электростатических полей на промежуточных технологических операциях по формированию тонкопленочной защиты, выходящих на поверхность эпитаксиальных слоев кремниевых p^+ - n –переходов. В качестве такой защиты используются диэлектрические покрытия, способные обеспечить защиту и электрическую пассивацию кремниевой поверхности для надежной работы прибора в широком интервале параметров климатических условий. Наиболее удобным, на наш взгляд, и неразрушающим методом контроля электростатических полей на развитых рельефах полупроводниковых поверхностей является метод Кельвина атомно-силовой микроскопии (АСМ) [1] позволяющий проводить оперативные измерения рельефа, фазового контраста и электростатического потенциала непосредственно на поверхностях рабочих пластин [2].

В связи с этим, в данной работе методами АСМ исследуется влияние пассивирующего покрытия полиимидным лаком на напряженность электростатических полей периферии кремниевых варикапов.

2. Экспериментальная часть

В работе использовались эпитаксиальные кремниевые n^+ -Si(111) структуры 1 с эпитаксиальным n -слоем 2 толщиной 6-8 мкм и концентрацией легирующей примеси $N_D^+ \approx 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1, I, а). После входных химических обработок на поверхности n -слоя кремния термическим окислением в атмосфере влажного кислорода при температуре 1100 °С форми-

ровалась защитная пленка термического окисла SiO_2 3. Затем пленка SiO_2 покрывалась плазмохимически осажденным слоем Si_3N_4 4 толщиной 1 мкм. На подготовленной таким образом поверхности методом прямой фотолитографии 5 (рис. 1, I, а) после удаления диэлектрических покрытий формировались мезы глубиной ~10 мкм, с последующим удалением маски

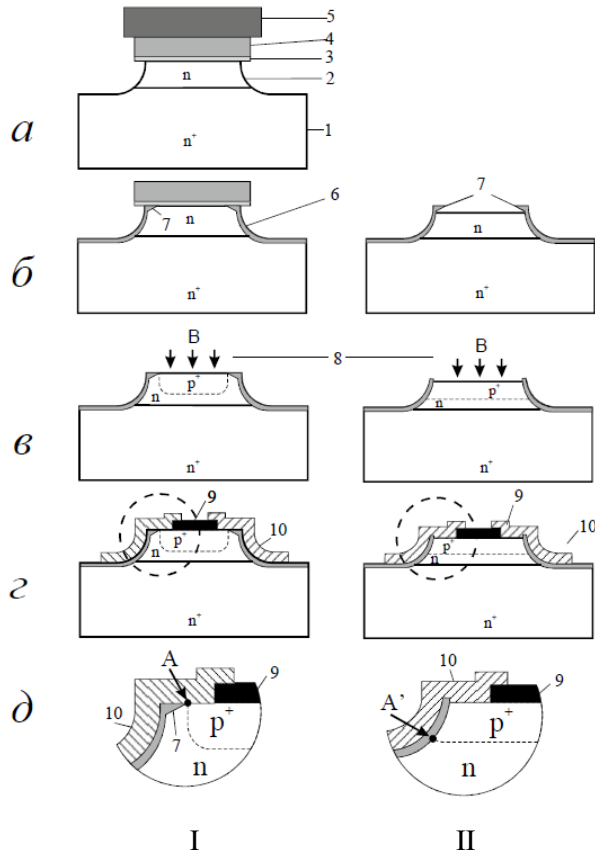


Рис. 1. Схематическое изображение основных технологических процессов изготовления кремниевых варикапов: I) – стандартного технологического маршрута с прорастанием “клюва” SiO_2 7 и II) – технологический маршрут с удалением “клюва” SiO_2 7.

Fig. 1. A schematic representation of the main Si varicap manufacturing procedures: I) a standard manufacturing procedure with SiO_2 “beak” germinating;
II) a manufacturing procedure with SiO_2 “beak” removal

фоторезиста. Затем боковые поверхности мез защищались термическим окислом SiO_2 6 толщиной 0.8 мкм. Необходимо отметить, что во время этого процесса происходит его прорастание под маску Si_3N_4 с образованием своеобразного клина, или “клюва” 7 острым концом, заходящим под маску на расстояние до 3.5 мкм (рис. 1, I, б и рис. 2, а). После этого химическим методом удалялись маски Si_3N_4 и SiO_2 , и в образовавшееся на верхней горизонтальной плоскости мезы окно проводилась диффузия бора В 8 в потоках азота при температуре 1070 °С (рис. 1, I, в). В этом случае, согласно рис. 1, I, в, диффузия бора происходит не по всей верхней плоскости мезы, а в образованную “клювом” 7 диафрагму. В результате, несмотря на наличие мезы, реализуется планарная конструкция, когда p^+-n – переход выходит на верхнюю горизонтальную открытую плоскость, создавая там локализованную в месте выхода p^+-n –перехода область сильного электрического поля. Напомним, что планарные структуры характеризуются меньшими пробивными напряжениями, чем меза-структуры. После этого формируется анодный TiAu –омический контакт 9 к p^+ -слою (рис. 1, I, з). Затем вся меза-структура вокруг анодного контакта, включая и его периферию, покрывается слоем защитного диэлектрика – полиимидного лака 10 (рис. I, з). На рис. 1, I, д точкой А показан контакт защитного лака с локализованной в месте выхода p^+-n –перехода на открытую горизонтальную поверхность областью сильного электрического поля Е. В этом месте влияние поля Е на полимерный лак будет максимальным.

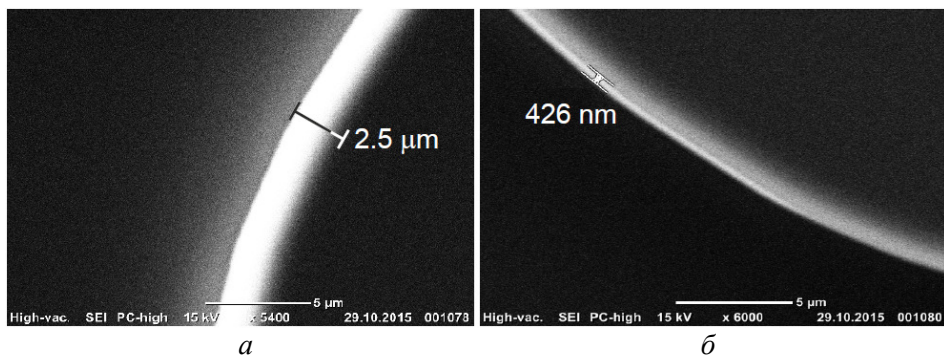


Рис. 2. Электронно-микроскопические изображения поперечного сечения в верхней горизонтальной плоскости термически окисленной боковой поверхности мезы кремниевого варикапа: а) – после удаления масок SiO_2 и Si_3N_4 и б) – после удаления “клюва”.

Fig. 2. Electron micrographs of the cross-section in the upper horizontal plane of the thermally oxidized side surface of the Si varicap mesa: a) after SiO_2 and Si_3N_4 masks removal; b) after “beak” removal

На рисунке 3, а представлены записанные в полулогарифмическом масштабе статические прямые и обратные ВАХ изготовленных варикапов. Отсутствие изгибов и “колен” на линейных участках прямых ВАХ свидетельствует о достаточной однородности барьера по площади контакта (рис. 3, а). Меньшие $n < 1.5$ значения показателя идеальности указывают на преобладание в протекающем через p^+-n – переход токе электронной составляющей. Вольт-фарадные характеристики (ВФХ) соответствуют линейному однородному профилю легирования n -слоя (рис. 3, б). Покрытие полиимидным лаком периферии p^+-n –перехода в данном случае привело к незначительным изменениям ϕ_b , n , R_s и C , и к значительному уменьшению пробивных напряжений U_b и увеличению обратных токов. Подобные изменения в статических приборных характеристиках, по всей вероятности, вызваны усилением электрического поля в области периферии за счет поляризации неких эффективных диполей в покрывающем диэлектрике.

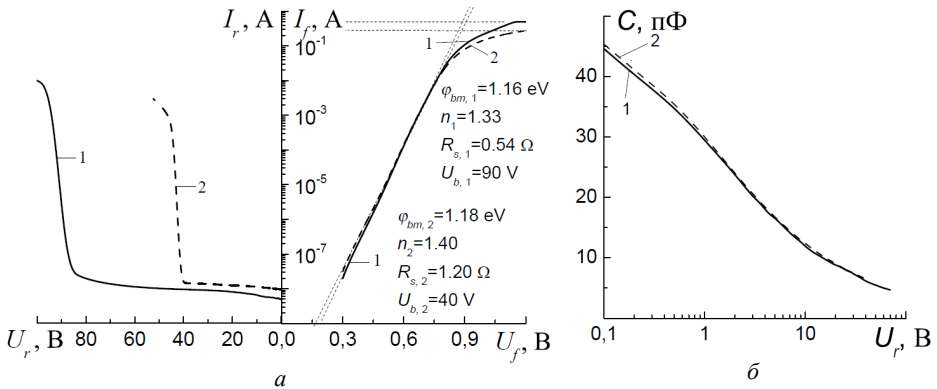


Рис. 3. Статические прямые $I_f(U_f)$ и обратные $I_r(U_r)$ ВАХ кремниевых варикапов без полиимидного лака (1) и с полиимидным лаком (2) – а) и их ВФХ соответственно – б).

Fig. 3. Static forward $I_f(U_f)$ and reverse $I_r(U_r)$ current-voltage characteristics of Si varicaps without polyimide varnish (1) and with it (2) – а); and capacity-voltage characteristics correspondingly – б)

Результаты измерения электростатического поля периферийной области вдоль сечения А-А анодного контакта представлены на рис. 4, а. Хорошо видно, что в случае незащищенной поверхности значение электростатического потенциала КРП не превышает 0.6 эВ, а значение выходящего на поверхность электростатического поля $|E| < 5 \times 10^4$ В/м. Как оказалось, такой напряженности электрического поля в месте выхода p^+-n –перехода на горизонтальную поверхность мезы вполне достаточно

для поляризации эффективных электрических диполей в полиимидном лаке. Это, согласно рис. 4, б, приводит к увеличению электростатического потенциала более чем 1 эВ и усилению электрического поля в периферийной области более чем в два раза до $>10^5$ В/м. Согласно обратным ВАХ (рис. 3, а), это приводит к увеличению обратных токов и уменьшению значений пробивных напряжений U_b .

О том, что p^+-n –переход сформирован по планарной технологии, а место его выхода на кремниевую поверхность находится не на склоне мезы, а на ее поверхности, свидетельствуют места электрического пробоя. На рис. 4, б, вставка, стрелка “breakdown” представлено, что место пробоя расположено не на склоне мезы (как бывает в случае, если p^+-n –переход выходит на боковую поверхность мезы), а на верхней горизонтальной плоскости. Такое возможно только в том случае, если диффузия бора идет не по всей верхней плоскости мезы, а ограничена диафрагмой.

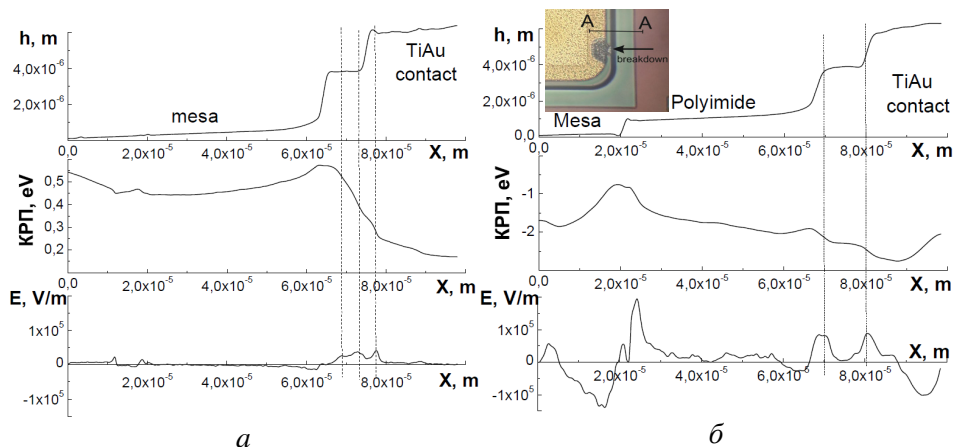


Рис. 4. Профили поперечного сечения А-А рельефа $h(x)$, электростатического потенциала периферии анодного контакта $KPD = \Delta\phi(x)$ и электростатического поля $E(x)$ периферии: с незащищенной мезой – а) и с защищенной полиимидным лаком мезой – б).

Fig. 4. The profiles of the relief $h(x)$ cross section A-A, the anode periphery electrostatic potential $CPD = \Delta\phi(x)$, and the periphery electrostatic field $E(x)$: with open mesa – a) and with mesa covered with polyimide varnish – b)

Решить возникшую проблему роста обратных токов и уменьшения пробивных напряжений можно двумя способами: 1 – строгим контролем чистоты кремниевой поверхности и качества лака с целью предотвращения его загрязнения и поляризации в электрическом поле $p-n$ –перехода, либо 2 – предотвращением образования планарной конструкции на верх-

ней горизонтальной плоскости меза-структуры. Рассмотрим второй способ. Напомним, что меза-структура позволяет реализовать большие значения пробивных напряжений. По способу 2 на этапе соответствующему рис. 1, II, б проводят операции по удалению “клюва”. Из рис. 2, б видно, что после удаления “клюва” остаточная толщина собственного окисла не превышает 426 нм. В результате этого процесс диффузии происходит по всей верхней плоскости мезы. В этом случае место выхода p^+-n –перехода будет приходиться на защищенную пленкой SiO_2 боковую поверхность мезы 3 (рис. 1, II, д, точка А). В результате, нанесенный впоследствии на боковую поверхность мезы и периферию омического контакта защитный слой полиимидного лака не будет непосредственно контактировать с сильным электростатическим полем p^+-n –перехода. Это предотвратит эффективную поляризацию диэлектрика и сохранит статические приборные характеристики на прежнем, характерном для кремниевых меза-структур, уровне, или даже улучшит их.

3. Заключение

В работе продемонстрировано эффективное применение неразрушающих методов АСМ для контроля системы электростатических полей кремниевых варикапов. Было показано, что увеличение обратных токов и уменьшение пробивных напряжений вызвано значительным усилением электростатического поля в месте выхода p^+-n –перехода на открытую поверхность кремния после нанесения защитных слоев лака. На основе полученных результатов были вскрыты возможные физические причины, приводящие к ухудшению в этих случаях статических параметров кремниевых варикапов. Предложены конструктивные способы, устраняющие возникающие проблемы.

Список литературы. References

- [1]. V.L. Mironov. Fundamentals of scanning probe microscopy (N. Novgorod, Institute of Physics of Microstructures, 2004).
- [2]. Torkhov, N.A., Bozhkov, V.G., Ivonin, I.V., Novikov, V.A. Atomic force microscopy study of the potential distribution over a locally metallized n-GaAs surface. Journal of Surface Investigation 3 (6), pp. 888-896 (2009).

Prospects of powerful GaAs HEMT's cooling with heat-conducting coating

Pashkovskii A. B., Kulikova, I. V., Lapin V. G., Lukashin V. M.

Pristupchik N.K.

Fryazino, 141190, Russian Federation

solidstate10@mail.ru

Abstract: Potential cooling of powerful GaAs HEMT's with heat-conducting coating have been theoretically analyzed. According to the calculations, the introduction of a heat-conducting surface coatings can reduce the amount of overheating of the channel from two to five times - depending on coating thickness, transistor structure and its mode of operation while maintaining a baseline technology transistors without additional measures to reduce thermal resistance of the substrate..

Keywords: HEMT's, thermally conductive coating, the heat dissipation area.

Перспективы использования теплопроводящих покрытий в мощных арсенидгаллиевых полевых транзисторах

Пашковский А.Б., Куликова И.В., Лапин В.Г., Лукашин В.М.,

Приступчик Н.К.

АО «НПП «Исток» им. Шокина»

г. Фрязино, 141190, Российская Федерация

solidstate10@mail.ru

Аннотация: Теоретически проанализированы потенциальные возможности охлаждения мощных гетероструктурных арсенид-галлиевых полевых транзисторов при помощи теплопроводящего покрытия. Согласно проведенным расчетам, введение поверхностного теплопроводящего покрытия позволяет уменьшить величину перегрева канала от двух до пяти раз - в зависимости от толщины покрытия, конструкции транзистора и режима его работы при сохранении базовой технологии транзисторов и без дополнительных мер по уменьшению теплового сопротивления подложки.

Ключевые слова: полевой транзистор, теплопроводящее покрытие, область тепловыделения.

1. Введение

Хорошо известно, что одним из важных механизмов ограничения СВЧ мощности полупроводниковых приборов на основе арсенида галлия является большое тепловое сопротивление полупроводниковой подложки. С одной стороны, температура канала растет при увеличении толщины подложки и уменьшении расстояния между секциями транзистора «исток – затвор – сток» (периодом структуры), что приводит к падению подвижности электронов. Следствием этого является уменьшение максимальной величины тока стока, и соответственно уменьшение коэффициента усиления и выходной мощности. С другой стороны, при разработке мощных полевых транзисторов и мощных монолитных СВЧ усилителей повышенного быстродействия на основе арсенид-галлиевых гетероструктур часто требуется обеспечить максимально допустимую плотность упаковки элементов конструкции транзистора. Как правило, это обеспечивается путём минимизации расстояния между секциями транзистора, что уменьшает как паразитные емкости прибора, так и фазовые набеги между разными секциями. Величина максимальной плотности упаковки ограничена максимальной температурой канала, при превышении которой начинаются интенсивные деградационные процессы (для GaAs транзисторов эту температуру принимают равной 150°C). Поэтому во многих, применяемых в настоящее время конструкциях приходится уменьшать толщину GaAs подложки до 25-30 мкм, а для сохранения механической прочности - наращивать снизу толстый слой золота (~ 30 мкм). Многие годы при работе в X – диапазоне частот и выше, удельная выходная мощность GaAs гетероструктурных полевых транзисторов из-за многочисленных физических и технологических ограничений не превосходила существенно величину 1 Вт/мм, а используемая конструкция транзисторов была ориентирована на соответствующее тепловыделение. Однако, с появлением НЕМТ гетероструктур с донорно – акцепторным легированием [1,2] эта величина выросла в разы, что сделало режимы работы таких приборов гораздо более напряженными.

2. Основные способы улучшения теплоотвода

Существует много идей улучшения теплоотвода из канала в теплоотводящее основание корпуса через подложку (отвод тепла вниз), и некоторые варианты успешно используются, например, в нитрид - галлиевых полевых транзисторах [3,4], однако они или сталкиваются со значительными технологическими трудностями, или требуют кардинальной пере-

стройки технологии изготовления прибора. Следует отметить, что тривиальное уменьшение толщины GaAs подложки HEMT транзистора, конечно, дает уменьшение ее теплового сопротивления, но приводит к недопустимо сильному увеличению паразитных емкостей «затвор – основание корпуса» и «сток – основание корпуса».

В данной работе анализируется совершенно другая идея – вместо того чтобы пытаться уменьшать тепловое сопротивление подложки, предлагается тепло из канала дополнительно отводить вверх, затем в стороны, а затем вниз - через поверхностный тепловой интерфейс. При этом обеспечивается дополнительная передача тепла по этому интерфейсу на периферию поверхности чипа транзистора – за пределы области максимального тепловыделения и далее теплопередача вниз через GaAs подложку в теплоотводящее основание корпуса. Поскольку область максимального тепловыделения занимает малую часть площади чипа транзистора, организация дополнительного теплоотвода по поверхностному тепловому интерфейсу может обеспечить эффективный отвод тепла в основание корпуса на гораздо большей площади – практически по всей площади теплового контакта чипа транзистора с теплоотводящим основанием корпуса

Ранее подобные идеи уже высказывались, например, метод обратного монтажа кристаллов или использование алмазоподобного покрытия в нитрид - галлиевом транзисторе [5,6], однако в первом случае способ не слишком эффективен из-за очень узкой области тепловыделения в полевых транзисторах. Во втором случае проблема связана с тем, что теплопроводность нитрида галлия весьма велика - она больше теплопроводности арсенида галлия примерно в пять раз, поэтому сильный полезный эффект проявится только при очень больших толщинах алмазоподобного покрытия. По этим причинам для GaN транзисторов более предпочтительным представляется применение посадки очень тонкого транзистора непосредственно на алмазное основание [3,4].

3. Результаты расчётов

Рассмотрим типичный мощный HEMT транзистор, структура которого выращена, например, на GaAs подложке. Активная область рассматриваемого транзистора имеет характерную встречно-штыревую структуру (см. рис.1).

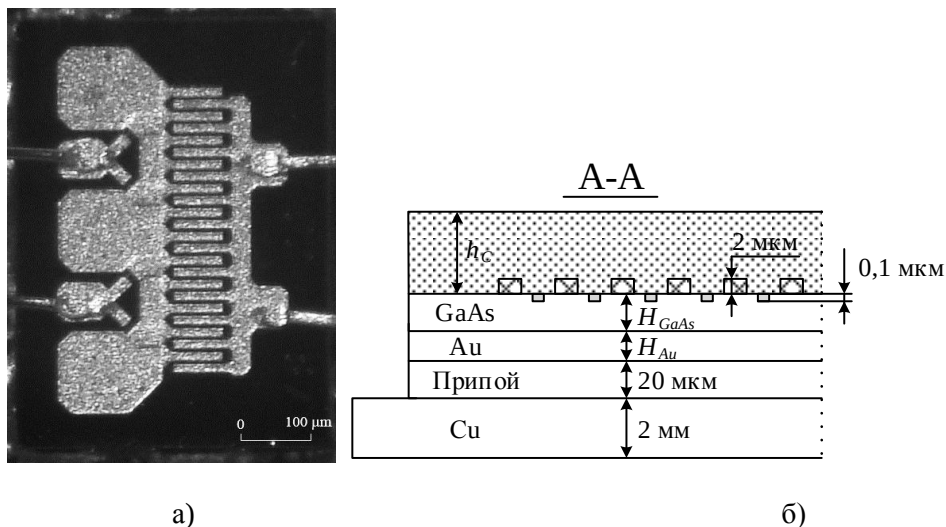


Рис.1. Мощный СВЧ полевой транзистор типа НЕМТ на основе GaAs гетероструктуры: а) фотография полевого транзистора; б) схематический упрощённый продольный разрез транзистора.

Fig. 1. High-power microwave GaAs-type HEMT: a) HEMT photo; b) a schematic simplified longitudinal sectional view of the transistor.

Предполагается, что диэлектрическое покрытие с высокой теплопроводностью, образующее поверхностный тепловой интерфейс, нанесено как на сам транзистор, так и на всю поверхность кристалла (в данном случае на всю область фотографии). Область тепловыделения длиной 0.3 мкм и толщиной 0.1 мкм расположена вплотную к трапецевидному затвору длиной 0.25 мкм. На рис.2 приведены результаты расчетов максимальной температуры в канале транзистора при различной выделяемой им выходной мощности (предполагается, что транзистор работает с КПД 50 %).

Как следует из расчетов, для данного транзистора в зависимости от толщины покрытия величина перегрева транзистора, после введения поверхностного теплового интерфейса, может уменьшиться от двух до пяти раз. Этот результат был получен при ширинах истока, затвора и стока в каждой секции (длине пальца) транзистора равных 50 мкм, при периоде структуры равной 14 мкм и толщине подложки 25 мкм. Естественно, уменьшение перегрева транзистора сильно зависит от топологии прибора и толщины подложки, однако во всех случаях расчеты показали, что нанесение теплопроводящего покрытия сильно сказывается на тепловом режиме транзистора. На рис.2 приведены результаты расчётов для покрытия с

теплопроводностью 1000 Вт/мК, что соответствует поликристаллическому алмазоподобному покрытию.

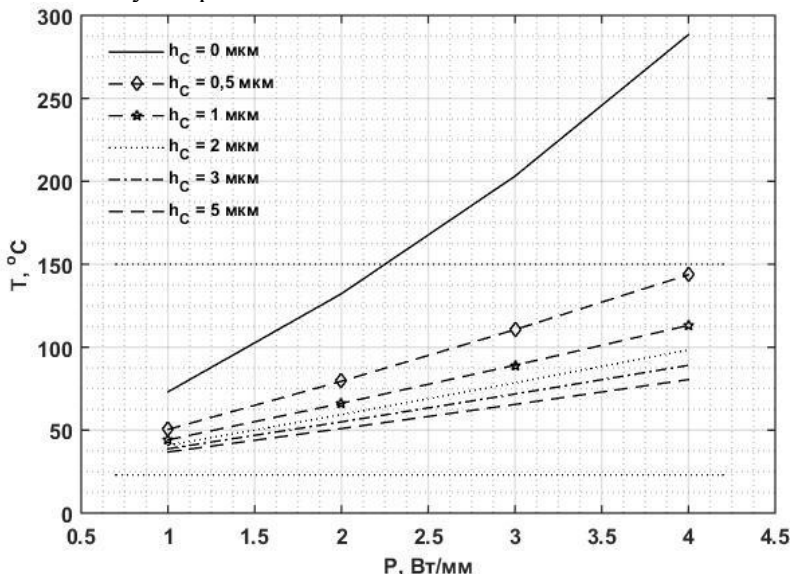


Рис.2 Зависимость максимальной температуры в канале транзистора от удельной мощности тепловыделения. Горизонтальные линии – критическая температура, с которой начинаются интенсивные процессы деградации (150 C) и – температура окружающей среды (23 C).

Fig. 2. Maximum temperature in the channel of the transistor dependence from the power density dissipation. Horizontal lines – critical temperature, from which intense processes of degradation (150 C) and ambient temperature (23 C).

Однако аналогичный эффект получается и при меньших величинах теплопроводности, если при этом задать соответствующее пропорциональное увеличение толщины покрытия. Весьма привлекательным вариантом представляется после монтажа транзистора на теплоотводящее основание корпуса холодное нанесение на поверхность кристалла эффективно проводящего тепло (с теплопроводностью около 50 Вт/м/К или больше) лака или клея – изолятора. Это позволило бы полностью избежать термических напряжений при монтаже (пайке), а термические напряжения, возникающие в процессе работы транзистора, были бы несущественны из-за малой величины перегрева. К сожалению, в настоящее время с высокой теплопроводностью (порядка 50 - 80 Вт/мК) имеется лишь широкая номенклатура клеев с серебряным наполнителем, которые являются хорошими проводниками и поэтому совершенно непригодны для данной цели.

С другой стороны, существует как способы получения алмазоподобных покрытий [13, 14] при достаточно низких температурах, совместимые с арсенид-галлиевыми технологиями, так и варианты получения лаков – изоляторов с достаточно высокой теплопроводностью.

4. Заключение

Физическое объяснение столь сильного уменьшения перегрева транзистора оказывается довольно простым. Известно, что из-за малых размеров областей локального тепловыделения в секциях НЕМТ транзистора на GaAs подложке, распределение температуры поверхности кристалла в направлении длин каналов в каждой транзисторной секции сильно неоднородно: на поверхности транзистора имеются локальные выбросы температуры, привязанные к расположению областей локального тепловыделения, но на глубине всего в несколько микрон амплитуда локальных выбросов сильно (во много раз) уменьшается. Поэтому введение в конструкцию транзистора поверхностного теплового интерфейса вплотную к областям локального тепловыделения, во-первых, сразу сглаживает распределение температуры на поверхности кристалла и всей активной области прибора в направлениях продольных и поперечных по отношению к длинам каналов, устраняя все перепады. Во-вторых, при наличии теплопроводящего покрытия открывается второй и из-за высокой теплопроводности покрытия очень эффективный канал отвода тепла – из областей сильного тепловыделения вверх, далее в стороны на периферию кристалла транзистора с последующим переносом тепла через подложку в теплоотводящее основание корпуса. Естественно, конечный перенос тепла на корпус все равно происходит через арсенид-галлиевую подложку с относительно низкой теплопроводностью, но после введения теплового интерфейса перенос тепла происходит через контакт «подложка – основание корпуса», имеющий площадь гораздо больше, чем площадь, занимаемая активной областью прибора. Совокупность этих механизмов приводит к тому (см. рис.2), что перегрев прибора может уменьшиться в несколько раз, и что важно: при этом вся базовая технология изготовления мощных полевых транзисторов и монолитных усилителей практически не меняется и, как показывают оценочные трехмерные электродинамические расчёты, не меняются и схемы согласования приборов.

Список литературы

- [1] Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Соколов А.Б. Уменьшение роли поперечного пространственного переноса электронов и рост выходной мощности гетероструктурных полевых транзисторов // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 17. С. 84–89.
- [2] Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Голант Е.И., Капралова А.А. Перспективы развития мощных полевых транзисторов на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием // ФТП. 2014. Т. 48. В. 5. С. 684–692.
- [3] P.C. Chao et.al. GaN-on-Diamond HEMTs with 11W/mm Output Power at 10GHz // MRS Advances / Volume 1 / Issue 02 / January 2016, pp 147 - 155.
- [4]. P.C.Chao et.al. A new high power GaN-on-diamond HEMT with low-temperature bonded substrate technology // CS MANTECH Conference Digest, 2013, p. 179-182.
- [5] D. Altman. Improving thermal performance of DoD systems. //Engineering the thermal properties of micro and nanomaterials// Raytheon Technology Today, 2012, №1, p. 18.
- [6] D. J. Meyer et.al. Large-Signal RF Performance of Nanocrystalline Diamond Coated AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors // IEEE Electron Device Letters, 2014, v.35, №10, p. 1013-1015.
- [7] MORGaN final brochure Nov-2011.
- [8] Гиппиус А.А. и др. Патент № 2244983 C1 (RU) от 14.07.2003.
- [9] O.Seok et.al. Barrier Diodes Employing Diamond-like Carbon passivation // CS MANTECH Conference, May 17th-20th, 2010, Portland, Oregon, USA, p.229-231

References

- [1]. V. M. Lukashin, A. B. Pashkovskii, K. S. Zhuravlev, A. I. Toropov, V. G. Lapin, and A. B. Sokolov, Decreasing the Role of Transverse Spatial Electron Transport and Increasing the Output Power of Heterostructure Field_Effect Transistors//Technical Physics Letters, 2012, Vol. 38, No. 9, pp. 819–821.
- [2]. Lukashin V.M., Pashkovskii A.B., Lapin V.G., Golant E.I., Kapralova A.A., Zhuravlev K.S., Toropov A.I. Prospects for the development of high-power field-effect transistors based on heterostructures with donor-acceptor doping. Semiconductors. 2014. T. 48. № 5. P. 666-674.
- [3] P.C. Chao et.al. GaN-on-Diamond HEMTs with 11W/mm Output Power at 10GHz // MRS Advances / Volume 1 / Issue 02 / January 2016, pp 147 - 155.
- [4]. P.C.Chao et.al. A new high power GaN-on-diamond HEMT with low-temperature bonded substrate technology // CS MANTECH Conference Digest, 2013, p. 179-182.
- [5] D. Altman. Improving thermal performance of DoD systems. //Engineering the thermal properties of micro and nanomaterials// Raytheon Technology Today, 2012, №1, p. 18.
- [6] D. J. Meyer et.al. Large-Signal RF Performance of Nanocrystalline Diamond Coated AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors // IEEE Electron Device Letters, 2014, v.35, №10, p. 1013-1015.
- [7] MORGaN final brochure Nov-2011.
- [8] Gippius A.A. et.al. Patent № 2244983 C1 (RU) от 14.07.2003.
- [9] O.Seok et.al. Barrier Diodes Employing Diamond-like Carbon passivation // CS MANTECH Conference, May 17th-20th, 2010, Portland, Oregon, USA, p.229-231

Millimeter wavelength broadband small-sized matched load on metal-dielectric structures

¹Usanov D.A., ¹Skripal A.I., ¹Ponomarev D.V., ²Meshanov V.P.,
²Popova N.F.

¹Saratov State University,
Astrakhanskaya, 83, Saratov, 410012, Russia
²LLC Research and Production Enterprise "Nika-Microwave",
Moskovskaja, 66, Saratov, 410002, Russia
UsanovDA@info.sgu.ru

Abstract: The possibility to create small-sized broadband waveguide matched loads in the frequency ranges 25.95–37.5 GHz and 37.50–53.57 GHz on disordered microwave photonic crystals, consisting of alternating nanometer metal layers with different thickness and conductivity and composite materials based on dielectric matrixes with the filler in the form of air inclusions, has been theoretically demonstrated and experimentally justified. The value of voltage standing wave less than 1.15 was obtained in both frequency ranges.

Keywords: waveguide matched load, microwave photonic crystal, waveguides, nanometer metal film, composite materials

Широкополосные малогабаритные согласованные нагрузки миллиметрового диапазона длин волн на основе слоистых металлодиэлектрических структур

¹Усанов Д.А., ¹Скрипаль Ал.В., ¹Пономарев Д.В., ²Мещанов В.П.,
²Попова Н.Ф.

¹Саратовский государственный университет
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Российская Федерация
¹ООО НПЦ "НИКА-СВЧ",
ул. Московская, 66, Саратов, 410002, Российская Федерация
UsanovDA@info.sgu.ru

Аннотация: Показана теоретически и экспериментально подтверждена возможность создания малогабаритных широкополосных волноводных нагрузок в диапазонах частот 25.95–37.5 ГГц и 37.50–53.57 ГГц на основе разупорядоченных

фотонных кристаллов, состоящих из чередующихся нанометровых слоев с различной толщиной и электропроводностью и композитных слоев на основе диэлектрических матриц с наполнителем в виде воздушных включений. В обоих диапазонах получены значения коэффициента стоячей волны по напряжению менее 1.15.

Ключевые слова: волноводные согласованные нагрузки, СВЧ фотонный кристалл, волноводы, нанометровые металлические пленки, композитные материалы.

1. Introduction

One of the standard components of modern microwave equipment, providing, in particular, the operating of devices such as directional couplers, combiners, power meters, measuring bridges, and filters [1, 2], is matched (non-reflective) load. Existing matched loads does not always satisfy the needs of the practice on the size and frequency characteristics. In the millimeter wavelength range there are difficulties associated with the frequency dependence of permittivity and permeability of ferroepoxide composites and resistive materials used as absorbing elements.

New opportunities to create the microwave matched loads in millimeter wavelength range are discovered using the properties of photonic bandgap structures (microwave photonic crystals) [3, 4]. It should be noted that such structures characterized by the presence of the band-gap in a certain frequency range due to the almost complete reflection of electromagnetic waves together with "allowed" bands, where electromagnetic wave propagates with low losses without reflection. However, the electromagnetic wave propagating in a so-called allowed band is absorbed is the case of presence the conducting layers, for example in the form of nanometric metal films, in such structures. This property of photonic crystals, the authors [5] have proposed to use to create a small-sized (with longitudinal dimensions less than one wavelength) matched loads, operating in the frequency range 8.4–11.2 GHz (waveguide cross-section of 23×10 mm) with voltage standing wave ratio VSWR<1.20 and the frequency range 31.5–36.0 GHz (waveguide section 7.2×3.4 mm) with VSWR <1.20).

However, mentioned frequency ranges are only part of the standard ranges, in which specified waveguides cross-sections are used and the achieved values of VSWR fully satisfy the needs of microwave electronic components developers. Accordingly, problem of expanding the bandwidth of small-sized matched loads based on photonic crystals up to ranges corresponding to the standard waveguide sections in the greatest possible number of practically used microwave ranges remains actual.

2. Computer modeling characteristics of matched loads on microwave photonic crystals

Proposed matched loads based on photonic crystals are one side shorted rectangular waveguide segments containing the structures of alternating dielectrics layers with different thickness and permittivity and the nanometer metal films with different thickness and conductivity. The sketch of the matched load design for frequency range 37.50—53.57 GHz is shown in Fig. 1.

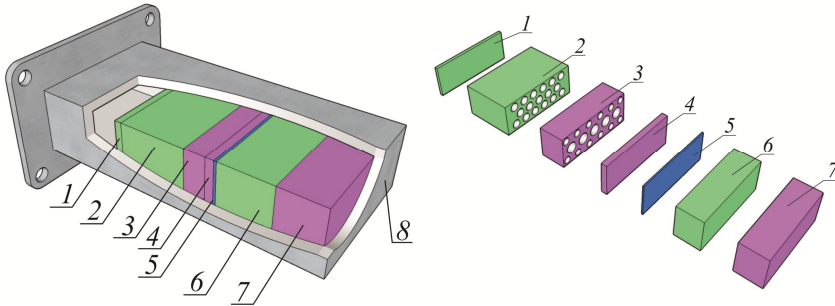


Fig. 1. Sketch of the microwave matched load design.

Dielectric layers, ϵ : 1–2.0; 2–1.4; 3–4.8; 4–9.6; 6–2.0; 7–9.6.

Nanometer metal layer, ρ : 5–80 Ohm/□. Sorted waveguide section–8.

Рис. 1. Эскиз конструкции СВЧ-нагрузки.

Диэлектрические слои, ϵ : 1–2.0; 2–1.4; 3–6.15; 4–9.6; 6–9.6.

Нанометровый слой металла, ρ : 5–89 Ом/□. Корпус волновода–7.

Requirements for the parameters of the layers can be formulated as a result of calculation of the reflection coefficient of the electromagnetic wave at its normal incidence on the layered metal-dielectric structure using the wave transfer matrix of N -layer structure:

$$\mathbf{T}_N = \begin{pmatrix} \mathbf{T}_N[1,1] & \mathbf{T}_N[1,2] \\ \mathbf{T}_N[2,1] & \mathbf{T}_N[2,2] \end{pmatrix} = \prod_{j=N}^0 \mathbf{T}(z_{j,j+1}) = \mathbf{T}(z_{N,N+1})\mathbf{T}(z_{N-1,N})\dots\mathbf{T}(z_{0,1}), (2)$$

where $\mathbf{T}(z_{j,j+1})$ is the transfer matrix between regions with different constants of electromagnetic wave propagation γ_j and γ_{j+1} [6]:

The reflection coefficient $R = B_0/A_0$ of the electromagnetic wave interacting with the layered structure is determined by elements of the transfer matrix by the expression:

$$R = -\frac{\mathbf{T}_N[2,1]}{\mathbf{T}_N[2,2]} \quad (3)$$

The VSWR is calculated by well-known expression:

$$VSWR = \frac{1 + |R|}{1 - |R|} \quad (4)$$

As it follows from the calculation results carried out on the basis of the model described above, the using of disordered photonic crystals with nanometer metal layers allows one to create a matched load providing in the frequency ranges 25.95–37.50 GHz and 37.50–53.57 GHz values of VSWR less than 1.15 with longitudinal sizes less than 7 mm and 6 mm, respectively.

However, calculations show that to obtain such results it is necessary to create not only a nanometer metal layers with a certain value of surface resistance, but also dielectric layers with strictly definite values of permittivity and thickness. Also it is desirable to use the dielectric material providing in millimeter wavelength ranges small values of the dielectric loss tangent. This problem can be successfully solved by manufacturing dielectric layers from commonly used for microwaves dielectric materials such as teflon and Al_2O_3 ceramic, containing air inclusions, providing the required value of the effective permittivity with a high precision [7]. Sizes of holes, their number and location determined the value of the effective permittivity ε_{eff} of the composite material layer. The effective permittivity of the composite material manufactured as dielectric matrix with the filler in the form of air inclusions can be calculated by solving the electrodynamic problem, for example, using the finite element method in the ANSYS HFSS, as well as using a variety of known “effective” medium models: Maxwell-Garnett [8], Bruggeman [9], Lichtenecker [10].

The results of calculation VSWR of matched loads manufactured as multilayer metal-dielectric structures (Fig. 1), in the frequency ranges 37.50–53.57 GHz and 37.50–53.57 GHz are presented in Fig. 2.

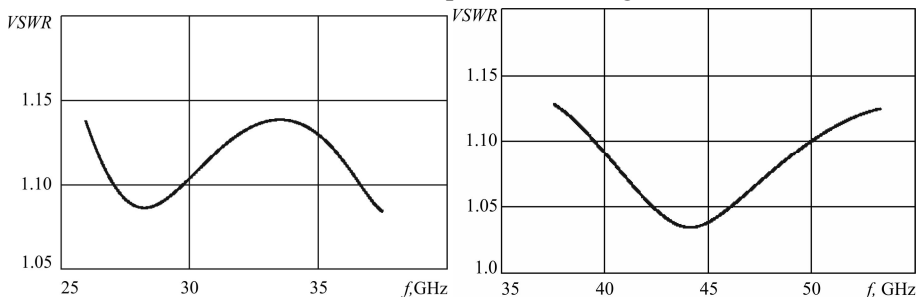


Fig. 2. Calculated frequency dependence of the VSWR in 25.95–37.50 GHz and 37.50–53.57 GHz ranges

Рис. 2. Рассчитанная частотная зависимость КСВН в диапазонах частот 25.95–37.50 ГГц и 37.50–53.57 ГГц

It should be noted that the proposed matched load on photonic crystals have a disordered layer structure in which the permittivity of the layers increases towards the short of the waveguide section, except the thin first layer manufactured in solid form to cover the holes of the second composite layer.

3. Experimental results

The broadband waveguide matched loads were manufactured on the basis of the microwave photonic crystals according to the data of numerical calculations. The dielectric layers were made of composite materials based on teflon and Al_2O_3 ceramic with the arrays of ordered cylindrical through holes. The number of holes was chosen to be 17. They were arranged in checkerboard order in three rows: upper and lower rows consisted of 6 holes, middle – 5 holes. Nanometer metal layers (Ni-Cr-N) were deposited on the Al_2O_3 ceramic substrates.

The measurement of the matched loads VSWR frequency dependence were performed in the frequency ranges 25.95—37.50 GHz (Fig. 3) using vector network analyzer Agilent PNA N5230A and in the frequency range 37.50—53.57 GHz (Fig. 5) using VSWR and attenuation meter R2-68.

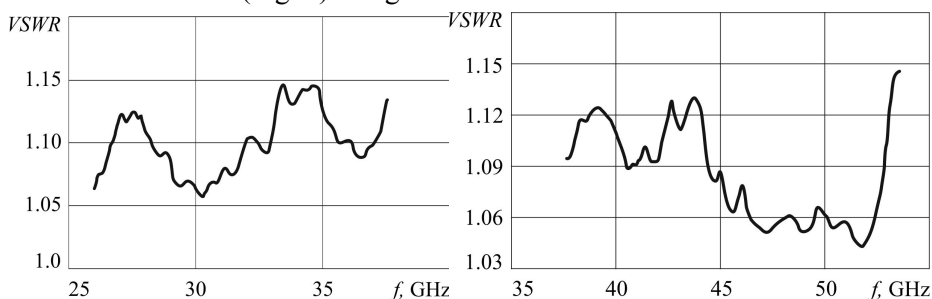


Fig. 3. Experimental frequency dependence of the VSWR in 25.95—37.50 GHz and 37.50—53.57 GHz ranges

Рис. 3. Экспериментальная частотная зависимость КСВН в диапазонах частот 25.95—37.50 ГГц и 37.50—53.57 ГГц

As it follows from the experimental results the matched loads demonstrated $VSWR < 1.15$ in the ranges 25.95—37.50 GHz and 37.50—53.57 GHz at longitudinal size less than 7 mm and 6 mm respectively.

4. Conclusions

Thus, the possibility of creating the small sized broadband matched loads based on disordered microwave photonic crystals consisting of alternating

nanometer metal layers and the layers of material, made as dielectric composite layer with the air inclusions, in the 25.95—37.50 GHz and 37.50—53.57 GHz ranges has been theoretically demonstrated and experimentally justified. The VSWR values less than 1.15 were obtained in both frequency ranges.

Acknowledgement

The work was supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (state task № 8.7628.2017/BCH) and the Scholarship of the President of the Russian Federation (SP-2622.2015.3).

References

- [1] Xelszajn J. *Passive and Active Microwave Circuits*. John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, 1978, 274 p.
- [2] Lee K. A., Guo Y., Stimson Ph. A., Potter K.A., Chiao Jung-Chih, Rutledge D.B. Thin-Film Power-Density Meter for Millimeter Wavelengths. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1991, vol. 39, no. 3, pp. 425–428.
- [3] Joannopoulos I. D., Villeneuve Pierre R., Fan S. Photonic crystals: putting a new twist on light. *Nature*, 1997, vol. 386, no. 13, pp. 143–149.
- [4] Yablonovitch E., Gmitter T. J., and Leung K. M. Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms. *The American Physical Society*, 1991, vol. 67, no. 17. pp. 2295–2298.
- [5] Usanov D. A., Skripal A. V., Abramov A. V., Bogolubov A. S., Skvortsov V. S., Merdanov. M. K. Wideband Waveguide Matched Loads Based on Photonic Crystals with Nanometer Metal Layers// *Proceedings of the 38th European Microwave Conference*, 2008, pp. 484–487.
- [6] Usanov D. A., Skripal A. V., Abramov A. V., Bogolubov A. S. Determination of the metal nanometer layer thickness and semiconductor electrical conductivity in metal-semiconductor structures from electromagnetic reflection and transmission spectra. *Technical Physics*, 2006, vol. 51. no. 5. pp. 112–117.
- [7] Usanov D. A., Nikitov S. A., Merdanov M. K., Gorlitskiy V. O. Waveguide photonic crystal formed as a dielectric matrix with air inclusions. *Technical Physics*, 2016, vol. 86, no. 2, pp.65-70.
- [8] Maxwell-Garnett J. C. Colours in Metal Glasses and in Metallic Films. *Philos. Transactions of the Royal Society*, 1904, vol. 203, pp. 385–420.
- [9] Bruggeman D. A. G. Dielectric constant and conductivity of mixtures of isotropic materials. *Annalen der Physik*, vol. 24, no. 8, pp. 636–679.
- [10] Lichtenecker K. Dielectric constant of natural and synthetic mixtures. *Physikalische Zeitschrift*, 1926, vol. 27, no.4, pp. 115–158.

Источники финансирования и выражение признательности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 8.7628.2017/БЧ) и стипендии Президента РФ (СП-2622.2015.3).

Список литературы

- [1] Xelszajn J. *Passive and Active Microwave Circuits*. John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, 1978, 274 p.
- [2] Lee K. A., Guo Y., Stimson Ph. A., Potter K.A., Chiao Jung-Chih, Rutledge D.B. Thin-Film Power-Density Meter for Millimeter Wavelengths. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1991, vol. 39, no. 3, pp. 425-428.
- [3] Joannopoulos I. D., Villeneuve Pierre R., Fan S. Photonic crystals: putting a new twist on light. *Nature*, 1997, vol. 386, no. 13, pp. 143-149.
- [4] Yablonovitch E., Gmitter T. J., and Leung K. M. Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms. *The American Physical Society*, 1991, vol. 67, no. 17. pp. 2295-2298.
- [5] Usanov D. A., Skripal A. V., Abramov A. V., Bogolubov A. S., Skvortsov V. S., Merdanov. M. K. Wideband Waveguide Matched Loads Based on Photonic Crystals with Nanometer Metal Layers// *Proceedings of the 38th European Microwave Conference*, 2008, pp. 484-487.
- [6] Usanov D. A., Skripal A. V., Abramov A. V., Bogolubov A. S. Determination of the metal nanometer layer thickness and semiconductor electrical conductivity in metal-semiconductor structures from electromagnetic reflection and transmission spectra. *Technical Physics*, 2006, vol. 51. no. 5. pp. 112-117.
- [7] Usanov D. A., Nikitov S. A., Merdanov M. K., Gorlitskiy V. O. Waveguide photonic crystal formed as a dielectric matrix with air inclusions. *Technical Physics*, 2016, vol. 86, no. 2, pp.65-70.
- [8] Maxwell-Garnett J. C. Colours in Metal Glasses and in Metallic Films. *Philos. Transactions of the Royal Society*, 1904, vol. 203, pp. 385-420.
- [9] Bruggeman D. A. G. Dielectric constant and conductivity of mixtures of isotropic materials. *Annalen der Physik*, vol. 24, no. 8, pp. 636-679.
- [10] Lichtenecker K. Dielectric constant of natural and synthetic mixtures. *Physikalische Zeitschrift*, 1926, vol. 27, no.4, pp. 115-158.

GaAs Chemical Oxide Properties

Nikolay A. Torkhov^{1,2}, Elisaveta V. Nikulnikova¹, Irina D. Filimonova¹,
Vadim A. Novikov²

¹Scientific- Research Institute of Semiconductors
Tomsk, 634034, Russian Federation
trkf@mail.ru

²Tomsk State University Tomsk, 634050, Russian Federation

Abstract: The activation energy of p^+ -GaAs{100} chemical oxide (COS) formation $E_a=0.3$ eV is determined. Morphology, electrostatic potential, mechanical properties (hardness H , elasticity E , and fluidity C) of the COS nanofilms depend largely on the geometry of the fractal of the original, not oxidized p^+ -GaAs{100} surfaces as indicated by the correlation of similarity dimension D_s values in these cases. To provide repeatability of the chemical oxidation processes, it is necessary to control original p^+ -GaAs{100} surface condition.

Keywords: surface, gallium arsenide, nanofilms, chemical oxide, activation energy, work function, hardness, elasticity, fluidity, surface potential, similarity dimension.

Свойства химического окисла арсенида галлия

^{1,2}Торхов Н.А., ¹Никольникова Е.В., ¹Филимонова И.Д.,
²Новиков В.А.

¹АО «Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов»
г. Томск, 634034, Россия
trkf@mail.ru

²Национальный исследовательский Томский Государственный университет
г. Томск, 634050, Россия

Аннотация: Определена энергия активации образования химического окисла поверхности (ХОП) p^+ -GaAs{100} $E_a \approx 0.3$ эВ. Было показано, что морфология, электростатический потенциал, механические (твёрдость, упругость и текучесть) свойства нанопленок ХОП во многом определяются геометрией дробной размерности исходных не окисленных поверхностей p^+ -GaAs{100}, на что указывает корреляция значений размерностей подобия D_s в этих случаях. Для воспроизводимости процессов химического окисления поверхности p^+ -GaAs{100}

необходимо осуществлять контроль параметров их исходного состояния.

Ключевые слова: *поверхность, арсенид галлия, нанопленки, химический окисел, энергия активации, работа выхода, твердость, упругость, текучесть, поверхностный потенциал, размерность подобия.*

1. Введение

Диэлектрические нанопленки химического окисла поверхности (ХОП) арсенида галлия GaAs часто используются для защиты (пассивации) поверхности дискретных сверхвысокочастотных СВЧ-полупроводниковых приборов и монолитных интегральных микросхем. Применение для защитных целей таких пленок обусловлено, прежде всего, простотой их получения и достаточной эффективностью. Несмотря на давнюю историю их использования [1], многие свойства этих пленок до сих пор не достаточно хорошо изучены, что является причиной производственного брака из-за невозможности однозначной идентификации свойств этих пленок. К таким малоизученным свойствам ХОП можно отнести морфологию (форму рельефа $h(x,y)$), энергию активации образования E_a , электрофизические (проводимость, поверхностный потенциал ϕ_s) и механические свойства (твердость H , упругость E и текучесть C).

В связи с этим в работе исследовались свойства тонких защитных пленок химического окисла арсенида галлия дырочного типа проводимости p^+ -GaAs{100}.

2. Методическая часть

Нанопленки ХОП эпитаксиального слоя p^+ -GaAs{100} (рис. 1, а) получали “быстрым” (~ 20 нм/мин) способом окисления в растворе иодноватокислого калия [1] при температурах раствора 80 °С, 90 °С и 100 °С. Толщина слоя p^+ -GaAs превышала 2 мкм, а концентрация электрически активной мелкой дырочной примеси $N_D = 10^{19}$ см⁻³.

Рельеф $h(x,y)$ и электростатический потенциал $\phi_s = \Delta\phi + \phi_p$, где ϕ_p – поверхностный потенциал острия иглы кантилевера ($\Delta\phi \equiv \text{КРП}$ – измеряемая в методе Кельвина контактная разность потенциалов (КРП)), исходных и химически окисленных поверхностей p^+ -GaAs{100} исследовались методами атомно-силовой микроскопии (АСМ, микроскоп “Solver-HV”). Геометрия поверхности исследовалась в глобальном (при $l > L$, где l – величина измерительного масштаба) и локальном ($l \leq L$) приближениях с привлечением математического аппарата фрактальной геометрии дробных

размерностей $2 < D_f < 3$. Значения фрактальных размерностей D_f (размерностей подобия D_s) исследуемых поверхностей определялись методом трассировки в плоскости (x, y) неоднородностей путем подсчета количества N полученных непересекающихся контуров заполнения (условие топологического смешивания) в зависимости от изменения линейного масштаба l в k раз.

$$D_s = \ln(N)/\ln(k) \text{ и } D_f = 1 + D_s \quad (1)$$

Энергия активации образования химического окисла E_a определялась из временных и температурных зависимостей толщины $d=d(t, T)$ пленок ХОП с использованием закона Аррениуса:

$$d(T, t) = d_{0,T} - d_{0,T} \exp\left(-\frac{t}{a(T)}\right), \text{ где } d_{0,T}(T) = A_T \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (2)$$

для данного ХОП

$$a(T) = 140,34 + 3,22 \exp\left(-\frac{T}{5,169}\right), \quad (3)$$

где $[T]=\text{К}$ – температура раствора, $[t]=\text{с}$, время, $[E_a]=\text{Дж}$ – энергия активации, $[d]=\text{м}$ – измеренная методом АСМ толщина пленки ХОП, $[k]=\text{Дж/К}$ – постоянная Больцмана. Значения E_a находятся из условия $t \rightarrow \infty$ (2), а коэффициент A_T из условия:

$$A_T = d_{0,T}(T) \Big|_{T \rightarrow \infty}. \quad (4)$$

Механические свойства ХОП исследовались методами наноиндентирования системой “Table top nanoindentation system”, производства Instruments (Швейцария).

3. Экспериментальная часть

Независимо от температуры окислительного раствора временные зависимости толщины химического окисла $d(t)$ хорошо аппроксимируются экспоненциальными зависимостями и практически выходят на насыщение после 6 минут окисления (рис. 1, а). Повышение температуры T с 80°C до 100°C приводит к увеличению толщины окисла более чем в два раза. Исходя из полученных экспериментальных данных, определенная с использованием выражений (2)-(4) энергия активации образования химического окисла на поверхности $\text{p}^+-\text{GaAs}\{100\}$ составила $E_a \approx 0.3$ эВ.

В глобальном приближении при $l > L$ средние значения гистограмм распределения неровностей рельефа $\langle h \rangle$ поверхности ХОП подчиняются известным классическим закономерностям (рис. 2, а). На рис. 2, а показана

но, что уменьшение l приводит к уменьшению дисперсии (повышению точности измерения). При этом средние значения $\langle h \rangle$ остаются постоянными и не зависят от способа измерения (рис. 2, a , указано стрелкой).

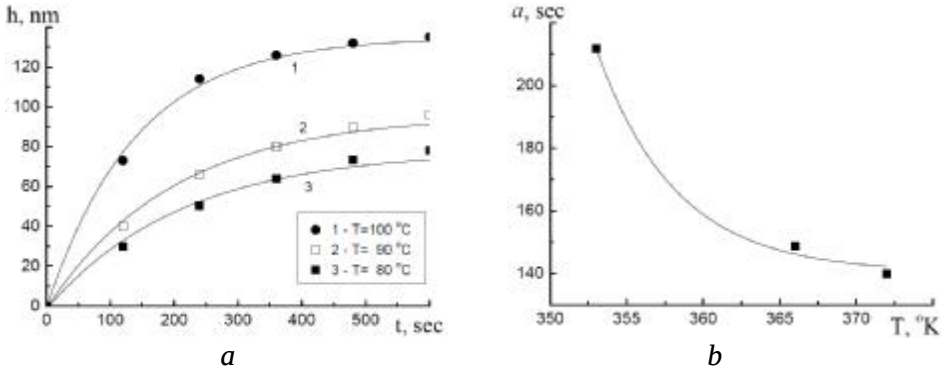


Рис. 1. Временные зависимости толщины ХОП $d(t)$ для температур 1 - 100 °С, 2 - 90 °С и 3 - 80 °С – a) и температурная зависимость параметра $a(T)$ – b).

Fig. 1. COS thickness vs. time relationship $d(t)$ at the following temperatures: 1 - 100 °С, 2 - 90 °С, 3 - 80 °С – a); and the parameter a vs. temperature relationship $a(T)$ – b).

В локальном приближении при $l \leq L$, как указывалось в [2-4], средние значения $\langle h \rangle$ будут зависеть как от размеров измерительного масштаба l , так и от того, каким образом было получено значение l – от способа измерения. Если уменьшение значений $l = a/N$ осуществлялось уменьшением размеров $a \times b$ ($a = b$, $a_1 = 100$ мкм, $a_2 = 50$ мкм, $a_3 = 30$ мкм, $a_4 = 10$ мкм и $a_5 = 3$ мкм) окна сканирования при постоянном числе точек сканирования $N = \text{Const}$ ($N = 256$), то наблюдалось уменьшение средних значений $\langle h \rangle$ (рис. 2, b , указано стрелками). Если же уменьшение значений $l = a/N$ осуществлялось увеличением числа точек сканирования $N = 64, 128, 256, 512$ и 1024 при постоянных линейных размерах окна $a = b = \text{Const}$, то наблюдалось увеличение средних значений $\langle h \rangle$ (данные не приведены). Согласно [2, 3], такое увеличение значений является одним из признаков хаотических систем. Исследования показали, что пленки ХОП удовлетворяют также и остальным признакам хаотических систем: сильной зависимости состояния системы от начальных условий и свойствам топологического смешивания. В [4] было показано, что для однозначного описания таких объектов полупроводниковой электроники в локальном приближении необходимо использовать математический аппарат фрактальной геометрии дробных размерностей.

Контроль токов растекания в АСМ-режиме “Ipr” показал, что недосушенный ХОП обладает некоторой проводимостью. Поэтому сразу после формирования проводят его сушку при температурах до 400 °С. При этом, согласно таб. 2, меняются и его механические свойства.

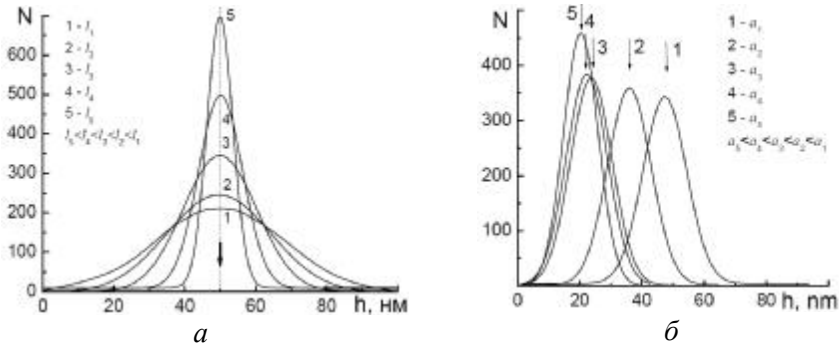


Рис. 2. Гистограммы неровностей рельефа h поверхности ХОП толщиной $d=130$ нм снятые: в глобальном приближении при $l>2L$ – а) и в локальном приближении при $l\leq L$ – б).

Fig. 2. Bar charts for the relief h irregularities of the COS surface with the thickness $d=130$ nm taken at global scaling when $l>2L$ – а) and at local scaling when $l\leq L$ – б).

Сравнительный анализ показал, что относительные отличия морфологии, электрофизических и механических свойств ХОП во многом определяются геометрией латеральных неоднородностей электростатического потенциала исходной поверхности p^+ -GaAs{100} (рис. 3, б), на что указывает корреляция значений их размерностей подобия D_s (таб. 1). При этом и определенные наноиндентированием механические свойства окисных пленок (твердость H , упругость E и текучесть C) также во многом связаны с геометрией дробной размерности исходных не окисленных поверхностей, на что указывают эксперименты по отжигу ХОП и корреляция значений D_s в этих случаях (рис. 4 и таб. 2).

Таким образом, можно предположить, что исходное состояние поверхности p^+ -GaAs{100}, определяемое фрактальной геометрией исходной не окисленной поверхности, во многом определяет механизмы роста защитных нанопленок химического окисла на его поверхности и, как следствие, его морфологию, электрофизические и механические свойства. Из этого следует, что для воспроизводимого проведения процессов химического окисления необходимо контролировать состояние (геометрию и электрофизические параметры) исходной не окисленной поверхности p^+ -GaAs.

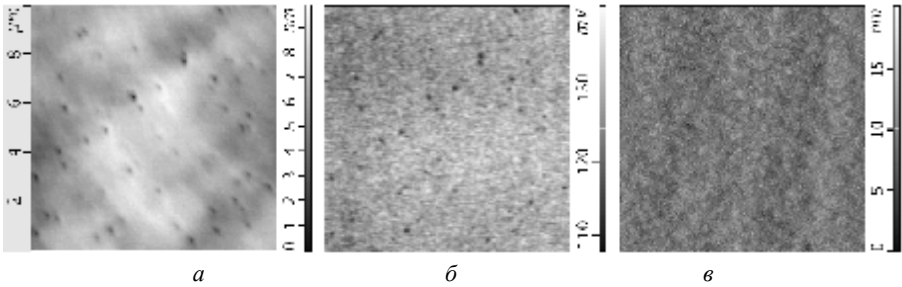


Рис. 3. АСМ-изображения 10×10 мкм участков поверхности $p^+-\text{GaAs}\{100\}$ – *a*); его КРП $\Delta\varphi(x,y)$ – *б*) и химического окисла толщиной 120 нм – *в*).

Fig. 3. AFM-images of the $p^+-\text{GaAs}\{100\}$ surface 10×10 μm areas – *a*); its CPD $\Delta\varphi(x,y)$ – *b*); and chemical oxide with the thickness of 120 nm – *c*).

Таб. 1. Значения размерности подобия D_S для 10×10 мкм участков поверхностей.

Tab. 1. Similarity dimension values D_S for the surface 10×10 μm areas.

Объект поверхности $p^+-\text{GaAs}\{100\}$	рельеф (рис. 1, <i>a</i>)	КРП $\Delta\varphi$ (рис. 1, <i>б</i>)	ХОП (рис. 1, <i>в</i>)
Размерность D_S	1.40 ± 0.05	1.65 ± 0.05	1.65 ± 0.05

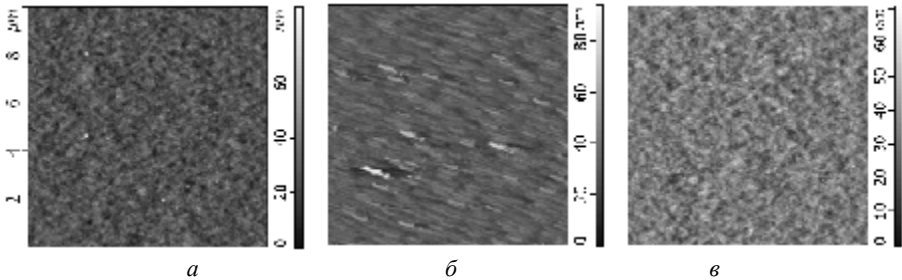


Рис. 4. АСМ-изображения 10×10 мкм участков рельефа ХОП толщиной 150 нм отожженного в атмосфере азота при температурах: 350 °C – *a*); 360 °C – *б*) 370 °C – *в*).

Fig. 4. AFM-images of 10×10 μm relief areas of 150 nm COS annealed in nitrogen atmosphere at the temperatures of 350 °C – *a*), 360 °C – *b*), 370 °C – *c*).

Таб. 2. Значения геометрических D_S и механических (H , E и C) параметров химического окисла толщиной 150 нм в зависимости от температуры отжига в азоте.

Tab. 2. The values of geometrical (D_S) and mechanical (H , E , and C) parameters of chemical oxide with the thickness of 150 nm vs. temperature of annealing in nitrogen atmosphere.

Температура отжига T , °C	350 (рис. 2, <i>a</i>)	360 (рис. 2, <i>б</i>)	370 (рис. 2, <i>в</i>)
Размерность подобия D_S	1.64 ± 0.05	1.47 ± 0.05	1.65 ± 0.05
Твердость H , МПа	7977	12106	9506
Упругость E , ГПа	122	118	115
Текущая C , %	1.42	0.45	1.25

4. Заключение

Установлено, что в локальном приближении рельеф нанопленок химического окисла поверхности p^+ -GaAs{100} обладает всеми признаками хаотических систем: свойством топологического смешивания, сильной зависимостью свойств от начальных условий и зависимостью Меры от способа задания и линейных размеров измерительного масштаба. Сравнительный анализ показал, что морфология, электростатический потенциал, механические (твердость, упругость и текучесть) свойства нанопленок химического окисла p^+ -GaAs{100} во многом определяются геометрией дробной размерности исходных не окисленных поверхностей p^+ -GaAs{100}, на что указывает корреляция значений размерностей подобия D_5 в этих случаях. Определенная из Аррениусовских зависимостей энергия активации E_a образования ХОП составила ~ 0.3 эВ. Из вышеизложенного следует, что для воспроизводимого проведения процессов химического окисления поверхности p^+ -GaAs{100} необходимо осуществлять контроль параметров их исходного состояния.

Список литературы.

- [1]. Л.Н. Возмилова, Э.В. Буц. Способ получения окисного покрытия на полупроводниковых материалах типа A^3B^5 . Авторское свидетельство 980565, СССР (1983).
- [2]. Федер Е. Фракталы (М., Мир, 1991).
- [3]. Торхов Н.А., Божков В.Г., Ивонин И.В., Новиков В.А. Определение фрактальной размерности поверхности эпитаксиального n -GaAs в локальном пределе. ФТП, 2009, 43(1). СС. 38 – 47.
- [4]. Торхов Н.А. Фрактальность как новое нанотехнологическое направление полупроводникового материаловедения. 24-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. Материалы конференции 8—13 сентября 2014 г. Севастополь, Крым, Россия. 663 - 664. ISBN:978-966-335-412-5, IEEE: CFP14788.

References

- [1]. L. N. Vozmilova, E. V. Buts. Method for Producing Oxide Coat on Semiconductor Materials of A^3B^5 Type. Authorship certificate 980565 USSR (1983). (In Russian).
- [2]. Feder E. Fractals (M., Mir, 1991).
- [3]. Torkhov, N.A., Bozhkov, V.G., Ivonin, I.V., Novikov, V.A. Fractal character of the distribution of surface potential irregularities in epitaxial n -GaAs (100). Semiconductors 43 (5), pp. 551-556 (2009).
- [4]. Torkhov, N.A. Fractality as new nanotechnological direction of semiconductor material science. CriMiCo 2014, 24rd International Crimean Conference. Microwave & Telecommunication Technology Conference Proceedings September 8—13, 2014. 663-664. Sevastopol, Crimea, Russia. ISBN:978-966-335-412-5, IEEE: CFP14788.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ МЕЖСОЕДИНЕНИЙ В СВЧ МИКРОБЛОКАХ

¹Ланин В.Л., ¹Гусинский А.В., ¹Свирид М.С., ²Петухов И.Б.

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

г. Минск, 220013, ул. П. Бровки 6, Республика Беларусь

²ОАО «ПЛАНАР-СО»

г. Минск, 220033, Партизанский проспект 2/6, Республика Беларусь

Аннотация: Рассмотрены особенности формирования проволочных соединений термозвуковой микросваркой при сборке СВЧ микроблоков и основные проблемы, возникающие при создании межсоединений в глубоких колодцах. Рекомендовано термозвуковую сварку проводить золотой проволокой диаметром 18–20 мкм методом «шарик-клин» или «клин-клин» при температуре в зоне присоединения 150–170°C при минимальном воздействии ультразвукового импульса.

Ключевые слова: межсоединения, проволочный монтаж, термозвуковая микросварка, СВЧ микроблоки.

1. Введение

Радиовысотомер (РВ), предназначенный для измерения высоты полёта летательного аппарата в реальном масштабе времени в диапазоне от 0,3 до 300 метров, построен по классической схеме высотомеров малых высот с линейно-частотно-модулированным зондирующим сигналом с отличительными особенностями: управлением зондирующим сигналом и контролем за истинной высотой. Управление и обработка сигналов, а так же информационный обмен с внешними устройствами реализованы на ПЛИС Spartan-6 фирмы Xilinx. Рабочий диапазон частот РВ составляет от 36,5 до 38,0 ГГц, время обновления измерений не более 0,5 мс.

Основные проблемы при проволочном монтаже СВЧ микроблоков следующие:

- алгоритм петлеобразования может включать такие сложные элементы, как монтаж мостов Ланге с длиной проволочных стежков 120–150 мкм на чередующихся металлизированных дорожках с шагом порядка 50 мкм, малый размер контактных площадок от 45х45 до 60х60 мкм, что особенно важно для устранения "человеческого фактора" при сборке СВЧ-приборов, где точность положения сварной точки должна быть высокой;
- конструкция сварочной головки должна обеспечивать доступ торца сварочного инструмента к точкам присоединения в глубоких колодцах (до 12-13 мм для микросварки методом «шарик-клин» и до 20 мм для микросварки методом «клин/ клин»). Выполнение данного требования наиболее сложное для метода контактной сварки расплещенным электродом ввиду особой конструкции сварочного инструмента;
- обеспечение режима термозвуковой микросварки при температуре рабочей зоны в диапазоне 180–200°C ввиду сложности или невозможности нагрева объемных дюралюминиевых модулей до стандартной температуры 230–240°C, в таких случаях возможно применение дополнительного подогрева рабочего инструмента.

2. Методика исследований

Конструктивно РВ выполнен в виде прямоугольника, внутри которого с одной стороны выполнена фрезеровка для размещения СВЧ элементов, а так же выполнены волноводные переходы с площадкой для крепления антенн, на противоположной стороне размещается плата – модуль цифровой обработки, на которой размещены устройство управления и цифровой обработки. Корпус и крышки высотомера изготовлены из материала АМг2 ГОСТ 4784-96 с покрытием О-Ви (99,8)6 (рис. 1). Подавляющее большинство элементов СВЧ с рабочей частотой выше 30 ГГц применяются в бескорпусном исполнении. Это связано с тем, что конструктивные элементы корпуса являются паразитными емкостями и индуктивностями, вносящими значительные искажения в параметры СВЧ элементов, которые зачастую не могут быть скомпенсированы в требуемом диапазоне рабочих частот [1]. Применение СВЧ элементов в бескорпусном исполнении позволяет существенно улучшить параметры разрабатываемых устройств, уменьшить его

габаритные размеры. При этом сборка СВЧ устройств на бескорпусных элементах осуществляется с применением технологических операций сборки гибридных интегральных схем.

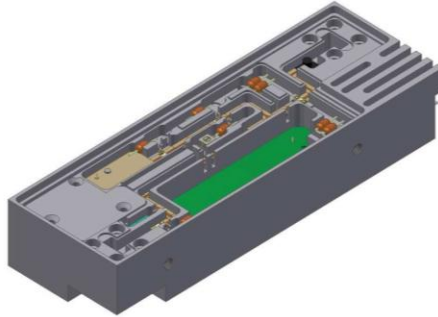


Рис. 1. СВЧ микроблок радиовысотомера

Для построения СВЧ тракта радиовысотомера выбрана элементная база в бескорпусном исполнении производства NEDI Technology (Китай), METDA Semiconductors (Китай), Analog Devices, Hittite Microwave (США), ОАО "Минский НИИ РАДИОМАТЕРИАЛОВ" (Беларусь). Активные элементы выполнены на арсениде галлия толщиной 50 – 100 мкм.

СВЧ тракт высотомера собран по модульному принципу. Основание изготовлено из листа АМг2-0,5 ГОСТ 21631-76 с покрытием О-Ви(99,8)6. Пьедестал изготовлен из псевдосплава медь-молибден (Mo85-Cu15) размером 3.0 x 2.7 x 0.2 мм с покрытием золотом. Микрополосковая линия передач изготовлена из Al_2O_3 99.6% толщиной 0,254 мм, с медной фольгой толщиной 18мкм с покрытием золотом. При сборке СВЧ модуля, керамические подложки и SMD элементы приклеиваются к основанию клеем типа РС HERAEUS, а межсоединения выполняются проволоочным монтажом методом термозвуковой или контактной микросварки. Для микросварки использована проволока фирмы SPM Au 99,99 диаметром 18 мкм (рис. 2).

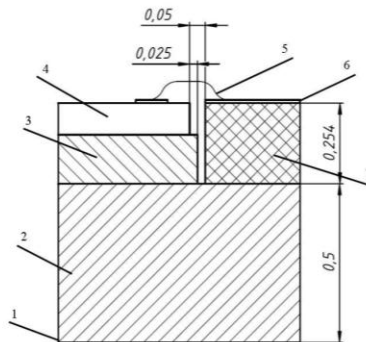


Рис. 2. Схема модуля МШУ: 1–основание, 2–пьедестал, 3–кристалл, 4–контактная площадка, 5–микропроволока, 6–проводник микрополосковой линии, 7– диэлектрик

При разварке микропроволокой принимают во внимание специфику сборки СВЧ элементов. Для уменьшения потерь на отражение необходимо минимизировать влияние неоднородностей линии передач с волновым сопротивлением 50 Ом. В рассматриваемой структуре основной неоднородностью является микропроволочное соединение, основными параметрами которого являются: длина межсоединения и его высота, а также диаметр проводника.

Технологическая операция монтажа проволочных или ленточных межсоединений между активными и пассивными компонентами на керамической подложке и внешними выводами корпуса изделия определяется несколькими основными факторами, а именно [2]:

- материалом токопроводящих покрытий и контактных площадок керамической или кремниевой подложки;
- размерами контактных площадок активных структур, расстоянием между ними и разновысотностью их уровней по отношению к объединительной подложке;
- максимальной длиной проволочных межсоединений.

3. Практические результаты

Учитывая требования современного производства электронных изделий в ОАО «Планар-СО» разработана новая полуавтоматическая установка микросварки ЭМ-4320У, которая позволяет применять три метода микросварки – термозвуковую сварку «шарик-клин» для золотой проволоки, «клин-клин» (УЗС и ТЗС) для алюминиевой и золотой проволоки и контактную сварку расщепленным электродом для золотой, медной и платиновой проволоки, а также проволоки из сплавов золота с палладием и золота с платиной. Установка комплектуется тремя быстросменными сварочными головками: для ТЗС «шарик-клин», УЗС (ТЗС) «клин-клин» с опцией «глубокого доступа» и контактной сварки расщепленным электродом. Программное обеспечение позволяет в меню установки быстро выбрать соответствующий способ сварки после установки соответствующей сварочной головки [3].

Внешний вид универсальной установки микросварки ЭМ-4320У показан на рис. 3. Установка содержит два блока управления: справа расположен блок управления со встроенным малогабаритным компьютером и сенсорным 7-ми дюймовым монитором, а слева – блок управления приводом и периферийными устройствами.



Рис. 3. Установка микросварки ЭМ-4320У

Система управления осуществляет программируемые перемещения сварочной головки по координате Z (по вертикали) и рабочего столика по координате Y (в направлении от оператора), а также управление программируемым приводом механизма отрыва-подачи. Все сварочные параметры программируются через дисплей и сохраняются в памяти установки. Каждая точка сварки и форма петли может быть индивидуально запрограммирована и сохранена в памяти установки. Прецизионные приводы по координатам X и Y и их программная интерполяция позволяет формировать петли стабильной формы при длине 150 – 200 мкм. Гибкость формирования петлеобразования обеспечивается набором программи-



Рис. 4. Программирование параметров петли

Для присоединения золотой проволоки диаметром 18 мкм методом «шарик-клин» выбран сварочный капилляр фирмы SPT [3]: длиной 16 мм для обеспечения глубокого доступа следующего типа: UTF-25FF-1/16-CM-16mm-20° с диаметром торца 140 мкм, углом рабочего торца 4° и матированной рабочей поверхностью для обеспечения лучшего сцепления с золотой проволокой и более эффективной передачи ультразвуковой энергии в зону сварки. Надо заметить, что выбор капилляра связан также с тем, что только SPT выпускает капилляры для микросварки «шарик-клин» увеличенной длины 16 и 19 мм, тогда как максимальная длина других производителей составляет 11 мм. Выбранный капилляр хорошо согласовался с ультразвуковым преобразователем сварочной головки установки на частоте 106 кГц, при зажиме капилляра заподлицо в торце преобразователя диаметром 3,5 мм. Таким образом, рабочий вылет капилляра составил 12,5 мм, что было достаточно для доступа к контактным площадкам в корпусе прибора.

Для определения требуемого диаметра шарика под выбранный из каталога капилляр можно воспользоваться соотношением [4]:

$$FAB = \sqrt[3]{1,5 \cdot H^2 \cdot (H - WD) + \frac{CD^3 - H^3}{4 \cdot \tan(0,5 \cdot CA)} + 1,5 \cdot MBD^2 \cdot MBH},$$

где FAB – диаметр исходного шарика, H – диаметр отверстия капилляра, WD – диаметр проволоки, CD – диаметр внутренней фаски, CA – угол внутренней фаски, MBD – диаметр деформированного шарика, MBH – высота деформированного шарика.

Диаметр исходного оплавленного шарика на конце золотой проволоки должен находиться в диапазоне 1,8 – 2,1 WD , соответственно параметры блока формирования шарика были установлены следующие: ток разряда 20 мА, время разряда 0,75 мс. Результаты присоединения первой сварки шариком встык показаны на рис. 5. Присоединение шариков к контактным площадкам активных структур проводилось при температуре нагрева рабочей зоны 170°C при усилии на сварную точку 27 г и временем подачи ультразвукового импульса 10 мс.

Контроль внешнего вида и прочности соединений показал полное соответствие требованиям технологического процесса. Выводы бескорпусных активных элементов присоединялись к контактным площадкам методом контактной микросварки расщепленным электродом типа ЭК1. Присоединение этим способом золотой проволоки к контактным площадкам активных структур (при достаточных размерах контактных площадок) предпочтительно производить с минимальным временем сварки во избежание локального термического воздействия и повреждения структуры.

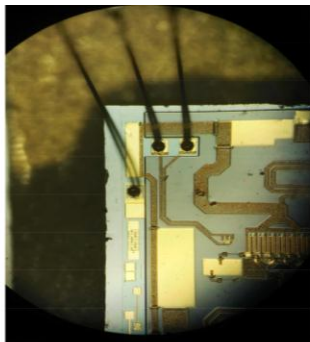


Рис. 5. Соединения золотой проволокой диаметром 18 мкм шариком встык на контактных площадках 60х60 мкм

4. Заключение

Проволочный монтаж современных СВЧ приборов требует универсальности и гибкости используемого оборудования. Учитывая хрупкость арсенид-галлиевых структур, термозвуковую сварку следует проводить при минимальном воздействии ультразвукового импульса. По рекомендациям производителей кристаллов на основе GaAs, предпочтительно микросварку проводить золотой проволокой диаметром 18–20 мкм методом «шарик-клин» или «клин-клин» при температуре в зоне присоединения 150–170°C. Выбор метода микросварки определяется конструкцией модуля, в том числе и разновысотностью поверхности кристалла и подложки-носителя. Форма сварного соединения и его надежность в сильной степени зависит от выбора капилляра, так как площадь сварного соединения уменьшается с уменьшением контактных площадок. Получены положительные результаты присоединения золотой проволоки диаметром 18 мкм методом «шарик-клин» на полуавтоматической установке ЭМ-4320У производства ОАО «Планар-СО».

Список литературы

- [1]. Климачев И.И., Иовальский И.И. СВЧ ГИС. Основы технологии и конструирования. М.: Техносфера, 2006. 351 с.
- [2]. Ланин В.Л., Петухов И.Б. Формообразование проволочных соединений повышенной плотности в изделиях электронной техники // Технологии в электронной промышленности. 2014. № 2. С. 76–78.
- [3] Ковальчук Г., Петухов И., Ланин В., Шевцов В., Драгилев Л., Лавринович А. Новое поколение установок ультразвуковой микросварки // Технологии в электронной промышленности. 2011. № 8. С. 36–40.
- [4]. SPT Bonding Capillaries.pdf : [http:// www.smallprecisiontools.com](http://www.smallprecisiontools.com).

Experimental studies of the frequency dependence of the pHEMT structures impedance

Vostokov N.V., Korolyov S.A., Shashkin V.I.

*Institute for Physics of Microstructures RAS
Nizhny Novgorod, 603950, Russian Federation
sha@ipmras.ru*

Abstract: *An original method for microwave diagnostics of transistor heterostructures by using a simple test structure connected to the vector network analyzer by a microwave probe is proposed. The method allows measuring the gate-channel specific capacitance and the sheet resistance of a transistor heterostructure, dependence of these quantities on the gate voltage, determining the electron density/mobility.*

Keywords: *pHEMT, microwave impedance, sheet electron density and electron mobility of the transistor channel.*

Экспериментальные исследования частотной зависимости импеданса рНЕМТ-структур

Востоков Н.В., Королев С.А., Шашкин В.И.

*Институт физики микроструктур РАН
г. Нижний Новгород, 603950, Российская Федерация
sha@ipmras.ru*

Аннотация: *Предложен оригинальный метод микроволновой диагностики транзисторных гетероструктур с использованием простой тестовой ячейки, подключаемой микроволновым зондом к векторному анализатору цепей. Метод позволяет определить удельные значения емкости затвор-канал и слоевого сопротивления транзисторной гетероструктуры, зависимости этих величин от затворного напряжения, найти концентрацию электронов и их подвижность.*

Ключевые слова: *рНЕМТ, микроволновый импеданс, концентрация и подвижность электронов в канале транзистора.*

1. Введение

В процессе разработки НЕМТ (High Electron Mobility Transistor) важной задачей является нахождение распределений концентрации и подвижности электронов по глубине транзисторных гетероструктур. Для оп-

ределения этих характеристик используются методы, основанные на анализе комплексного импеданса различных тестовых структур, содержащих барьерные контакты металл-полупроводник, сформированные на поверхности исследуемого образца [1], [2]. Находятся зависимости емкости барьерного контакта и слоевого сопротивления полупроводника под контактом от величины обедняющего напряжения. Из этих зависимостей определяются распределения концентрации и подвижности электронов по глубине структуры. Для измерения импеданса тестовых структур обычно используются *LCR*-метры, работающие в диапазоне частот до нескольких МГц. На таких частотах существенный вклад в импеданс могут вносить процессы перезарядки структурных дефектов с глубокими состояниями в запрещенной зоне, расположенных в сильно легированных областях и на гетерограницах НЕМТ-структур [3], [4], что сильно усложняет анализ результатов измерений. Низкое дифференциальное сопротивление барьерных контактов, сформированных на поверхности НЕМТ-структур, связанное с сильным легированием приповерхностной области полупроводника, приводит к необходимости использования контактов малой площади. Применение *LCR*-метра в этом случае становится невозможным, т. к. не обеспечивает необходимую точность измерений импеданса. Один из путей преодоления этих сложностей состоит в проведении измерений на более высоких частотах. В настоящей работе такой подход используется для исследований псевдоморфных гетероэпитаксиальных транзисторных структур (рНЕМТ-структур) на основе полупроводниковых твердых растворов (Al, In, Ga)As.

2. Описание рНЕМТ-структур и методика измерений

Исследовались две транзисторные гетероструктуры выращенные методом металлоорганической газофазной эпитаксии на подложках полупроводящего GaAs (100). На рис. 1а показана схема слоев в рНЕМТ-структурах. Концентрация легирующей примеси кремния в p^+ -AlGaAs слоях составляла $1.0 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в структуре Т1 и $3.8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в структуре Т2. В остальном структуры были идентичны.

Для проведения измерений импеданса на поверхности образцов были сформированы тестовые структуры, представляющие собой два встречновключенных барьерных контакта металл-гетероструктура-металл с существенно отличающимися площадями $S_e \gg S_i$. Здесь и в дальнейшем индексы “i” или “e” обозначают принадлежность параметра внутреннему или внешнему контакту, соответственно. На вставке рис. 1b показана кон-

фигурация металлических (Al/Ni/Au) контактных площадок тестовой структуры. Использовались структуры с радиусами a и b : 105 и 125 мкм, $S_e/S_i = 5$ (тестовая структура А); 12.5 и 35 мкм, $S_e/S_i = 418$ (тестовая структура В). При измерениях зависимостей параметров структур от постоянного напряжения смещения U внутренний круглый контакт является измерительным. Он смещается в обратном направлении. Внешний контакт имеет значительно большую площадь и смещен в прямом направлении, поэтому величина этого смещения мала. Это позволяет приближенно считать, что все напряжение приложено к измерительному контакту.

В диапазоне частот $f = 0.1 - 2000$ кГц измерения проводились с помощью LCR-метра E4980A (Keysight Technologies) со встроенным источником напряжения смещения. Для измерений импеданса в микроволновом диапазоне тестовые структуры подключались к векторному анализатору цепей E8361A (Agilent Technologies) с помощью микроволнового зонда (Cascade Microtech). Измерялись частотные зависимости коэффициента отражения зондирующего сигнала от структур, по которым определялись зависимости импеданса структур Z_m от частоты. Измерения проводились в диапазоне частот $f = 0.01 - 67$ ГГц. Постоянное напряжение прикладывалось к структуре от внешнего источника через цепь подачи смещения, встроенную в векторный анализатор цепей.

3. Модель импеданса тестовой структуры

Импеданс тестовой структуры может быть представлен в виде суммы импедансов внутреннего и внешнего распределенных контактов металл-гетероструктура и сопротивления кольцевого полупроводникового слоя со слоевым сопротивлением ρ_r , расположенного между контактами, $R_r = (\rho_r/2\pi) \cdot \ln(b/a)$. Задача об импедансе распределенных контактов металл-полупроводник различной формы многократно рассматривалась в литературе [5], [6]. Решение основано на представлении контакта линией передачи с постоянной распространения малого сигнала $\gamma_{i,e} = (\rho_{i,e} g_{i,e})^{1/2}$, где $g_{i,e}$ адмиттанс единицы площади контакта, $\rho_{i,e}$ слоевое сопротивление полупроводника под металлом. Предполагается, что падением постоянного напряжения на необеденной области полупроводника можно пренебречь, поэтому величины $\gamma_{i,e}$ не зависят от координат.

Для определения неизвестных параметров структуры вводится функция невязки

$$\Phi = \sum_f \left\{ \left[\frac{\operatorname{Re}(Z_m - Z)}{\operatorname{Re}(Z_m)} \right]^2 + \left[\frac{\operatorname{Im}(Z_m - Z)}{\operatorname{Im}(Z_m)} \right]^2 \right\},$$

где суммирование ведется по всем частотам, на которых проводились измерения импеданса. Функция Φ характеризует относительное отклонение модельного значения импеданса Z от экспериментального значения Z_m . За искомые значения неизвестных параметров принимаются те значения, которые минимизируют функцию невязки.

4. Результаты и обсуждение

Для гетероструктуры T1 используем простейшую модель адмиттанса внутреннего и внешнего барьерных контактов металл-гетероструктура $g_{i,e} = (R_{i,e})^{-1} + i\omega C_{i,e}$ ($\omega = 2\pi f$), соответствующую параллельному соединению удельных дифференциального сопротивления $R_{i,e}$ и ёмкости $C_{i,e}$ барьеров. Измерение частотной зависимости Z_m с использованием тестовой структуры A демонстрирует хорошее соответствие с модельной зависимостью. Процедура минимизации Φ дает следующие значения параметров структуры при $U = 0$: $R_{i,e} = 6.87 \times 10^3 \Omega \cdot \text{см}^2$; $C_{i,e} = 2.4 \times 10^{-7} \text{ Ф/см}^2$; $\rho_{i,e} = 1.18 \times 10^4 \Omega$; $\rho_r = 3.75 \times 10^3 \Omega$. Сильное отличие значений $\rho_{i,e}$ и ρ_r связано с увеличением проводимости полупроводника, расположенного в кольцевом зазоре между контактными площадками, из-за воздействия освещения.

Измерение импеданса тестовых структур, изготовленных на гетероструктуре T2, показывает, что при $U = 0$ частотная зависимость импеданса в диапазоне до 2 МГц не описывается моделью, использованной для гетероструктуры T1. При $f > 10$ кГц наблюдается более медленное уменьшение с частотой $\operatorname{Re} Z_m$, чем по закону f^{-2} , и $\operatorname{Im} Z_m$, чем по закону f^{-1} , соответствующим эквивалентной схеме барьерных контактов металл-гетероструктура с параллельным соединением независимых от частоты сопротивления и ёмкости. Поскольку гетероструктуры отличаются только уровнем легирования слоя n^+ -AlGaAs, можно предположить, что причиной этого является влияние глубоких состояний в сильно легированном слое AlGaAs, связанных с образованием DX-центров [4], или хвоста плотности состояний вблизи дна зоны проводимости [3]. Влияние глубоких состояний на импеданс уменьшает точность определения «быстрой» емкости и делает невозможным определение слоевого сопротивления полупроводникового слоя в этом диапазоне частот.

Исследование зависимостей параметров гетероструктуры T2 от постоянного напряжения с использованием тестовой структуры A показывает: падение напряжения на внешнем контакте не является малым по сравнению с U ; при $U < -1.15$ В измерительный контакт становится распределенным для постоянного тока и используемая модель импеданса перестает работать. Это связано с высокой туннельной прозрачностью контактного барьера между металлом и сильнолегированной гетероструктурой (величина $R_{i,e}$ при нулевом смещении для гетероструктуры T2 в 30 раз меньше, чем для гетероструктуры T1). Из этого следует, что для корректного определения зависимостей C_i и ρ_i от обедняющего напряжения в гетероструктуре T2 необходимо использовать измерительный контакт с существенно меньшим радиусом. Применение LCR-метра с диапазоном частот до 2 МГц в этом случае становится невозможным, т. к. не обеспечивает необходимую точность измерений импеданса.

Проведенный анализ показывает, что измерение параметров гетероструктуры T2 должно проводиться на более высоких частотах. На рис. 1b

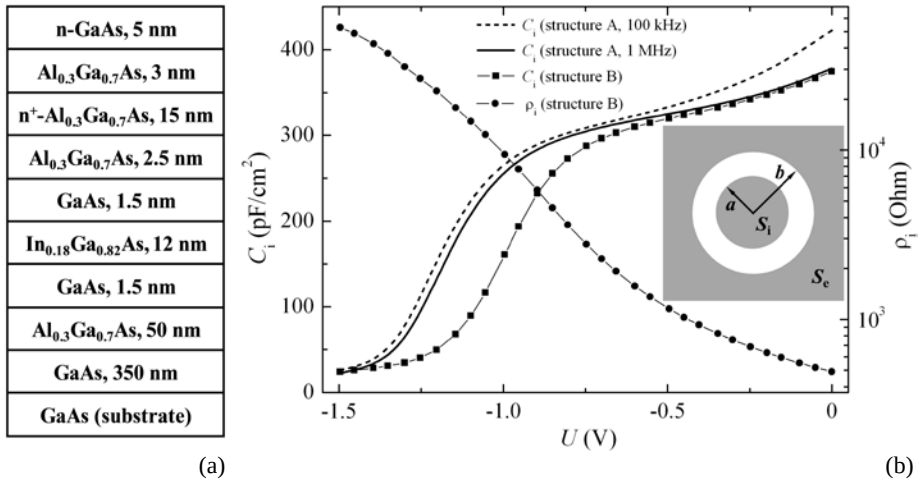


Рис. 1. (a) Схема слоев в pHEMT-структурах. (b) Зависимости удельной емкости измерительного контакта и слоевого сопротивления полупроводника под контактом от постоянного напряжения на тестовой структуре для гетероструктуры T2. На вставке показана конфигурация металлических контактных площадок тестовой структуры.

Fig. 1. (a) Layers scheme of the pHEMT structures. (b) Dependences of the specific capacitance of the measured contact and the sheet resistance of semiconductor under the contact on the DC voltage applied to the test structure for T2 heterostructure. In the inset a configuration of the metal pads of the test structure is shown.

символами показаны зависимости C_i и ρ_i от напряжения, полученные в частотном диапазоне 0.3 – 3 ГГц с использованием тестовой структуры В. Интегрирование зависимости $C_i(U)$ по напряжению дает следующее значение слоевой концентрации электронов под барьерным контактом при $U = 0$: $n_s = 2.09 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. С учетом $\rho_i(U = 0) = 491 \text{ }\Omega$, получим подвижность $\mu = 6082 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Полученные величины хорошо согласуются со значениями этих параметров, измеренных методом ван дер Пау в другой области того же образца: $\rho = 529 \text{ }\Omega$; $n_s = 1.94 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$; $\mu = 6082 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Для сравнения на рис. 1b приведены зависимости $C_i(U)$ полученные на тестовой структуре А по стандартной методике с помощью LCR-метра (параллельная RC-модель) на различных частотах. Величины емкости пересчитывалась из измеренных значений с учетом постоянной емкости внешнего контакта. Завышение значений емкости вблизи нулевого смещения связано с влиянием глубоких состояний. При $U < -0.6 \text{ В}$ отклонение кривых от зависимости, полученной на тестовой структуре В, связано с падением напряжения на внешнем контакте структуры А. Интегрирование этих зависимостей по напряжению дает следующие значения слоевой концентрации электронов: $2.51 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $f = 100 \text{ кГц}$ и $2.39 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $f = 1 \text{ МГц}$.

5. Заключение

В работе исследованы электрофизические характеристики рНЕМТ-структур на основе (Al, In, Ga)As методами импедансной спектроскопии. Измерения импеданса проводились в широком частотном диапазоне от сотен Гц до единиц ГГц с использованием простой тестовой структуры, содержащей два барьерных контакта металл-полупроводник.

Показано, что глубокие состояния, присутствующие в сильнолегированных областях полупроводника, и низкое дифференциальное сопротивление барьерных контактов металл-гетероструктура делают невозможным использование стандартных LCR-метров, работающих в диапазоне частот до нескольких МГц, для корректного определения зависимостей емкости затвор-канал и сопротивления канала от напряжения.

Предложен метод определения этих характеристик, основанный на анализе импеданса тестовой структуры в микроволновом диапазоне. Для измерений частотных зависимостей импеданса используется векторный анализатор цепей, подключаемый микроволновым зондом к тестовой структуре. С использованием метода в исследуемой рНЕМТ-структуре

определены величины слоевой концентрации электронов и их подвижности.

Источники финансирования и выражение признательности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-52-76011).

Список литературы

- [1] Lehovec K. Determination of impurity and mobility distributions in epitaxial semi-conducting films on insulating substrate by C-V and Q-V analysis // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 25. No. 5. P. 279–281.
- [2] Paszkiewicz B., Wosko M., Paszkiewicz R., Tlaczala M. Nondestructive method for evaluation of electrical parameters of AlGaIn/GaN HEMT heterostructures // Phys. Status Solidi C. V. 10. No. 3. P. 490–493.
- [3] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников / Москва: Наука, 1979. 416 с.
- [4] Kompa G. Basic properties of III-V devices: understanding mysterious trapping phenomena / Kassel: Kassel University Press, 2014. 760 p.
- [5] Wiley J.D. C-V Profiling of GaAs FET Films // IEEE Trans. Electron Dev. 1978. V. 25. No. 11. P. 1317–1324.
- [6] Востоков Н.В., Королев С.А., Шашкин В.И. Применение низкобарьерных структур металл-полупроводник-металл для детектирования микроволновых сигналов // ЖТФ. 2014. Т. 84. № 7. С. 91–95.

References

- [1] Lehovec K. Determination of impurity and mobility distributions in epitaxial semi-conducting films on insulating substrate by C-V and Q-V analysis // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 25. No. 5. P. 279–281.
- [2] Paszkiewicz B., Wosko M., Paszkiewicz R., Tlaczala M. Nondestructive method for evaluation of electrical parameters of AlGaIn/GaN HEMT heterostructures // Phys. Status Solidi C. V. 10. No. 3. P. 490–493.
- [3] Shklovskii B.I., A. L. Efros A.L. Electronic Properties of Doped Semiconductors / New York: Springer-Verlag, 1984. 388 p.
- [4] Kompa G. Basic properties of III-V devices: understanding mysterious trapping phenomena / Kassel: Kassel University Press, 2014. 760 p.
- [5] Wiley J.D. C-V Profiling of GaAs FET Films // IEEE Trans. Electron Dev. 1978. V. 25. No. 11. P. 1317–1324.
- [6] Vostokov N.V., Korolev S.A., Shashkin V.I. Application of Low-Barrier Metal-Semiconductor-Metal Structures for the Detection of Microwave Signals // Technical Phys. 2014. V. 59. N. 7. P. 1036–1040.

Acknowledgements

This work was supported by the RFBR (project No. 16-52-76011).

Waveguide photonic crystals with characteristics controlled by $n-i-p-i-n$ -diodes

Dmitrii A. Usanov¹, Sergey A. Nikitov², Alexander V. Skripal¹,
Merdan K. Merdanov³, Sergey G. Evteev¹

¹*Saratov State University n.a. N.G. Chernyshevsky*
Saratov, 410012, Russian Federation
usanovda@info.sgu.ru

²*Kotel'nikov institute of radio engineering and electronics of RAS*
Moscow, 125009, Russian Federation
nikitov@cplire.ru

³*OJSC NPC "Electronic Instrument Making"*
Moscow, 107014, Russian Federation
merdanov@rambler.ru

Abstract: The results of computer simulation and experimental study of the amplitude-frequency characteristics of microwave photonic crystals based on resonant diaphragms with a violation of periodicity in the form of $n-i-p-i-n$ -diode array playing the role of conducting layer are presented. The electrically controlled modulator and microwave signal switch based on photonic crystal on resonant diaphragms, operating both in direct and inverse modes, are implemented.

Keywords: waveguide photonic crystals, resonant diaphragms, $n-i-p-i-n$ -diode array, electrically controlled amplitude-frequency characteristics.

Волноводные фотонные кристаллы с управляемыми $n-i-p-i-n$ -диодами характеристиками

¹Усанов Д.А., ²Никитов С.А., ¹Скрипаль А.В., ³Мерданов М.К.,
¹Евтеев С.Г.

¹*ФГБОУ ВО «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»*
г. Саратов, 410012, Российская Федерация
usanovda@info.sgu.ru

²*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*
г. Москва, 125009, Российская Федерация
nikitov@cplire.ru

³ АО «НПО «Электронное приборостроение»
г. Москва, 107014, Российская Федерация
merdanov@rambler.ru

Аннотация: Приведены результаты компьютерного моделирования и экспериментального исследования амплитудно-частотных характеристик СВЧ фотонных кристаллов на основе резонансных диафрагм с нарушением периодичности в виде $n-i-p-i-n$ -диодной матрицы, выполняющей роль проводящего слоя. Реализован электрически управляемый модулятор и переключатель СВЧ-сигнала с использованием фотонного кристалла на резонансных диафрагмах, работающий как в прямом, так и в инверсном режимах.

Ключевые слова: волноводные фотонные кристаллы, резонансные диафрагмы, $n-i-p-i-n$ -диодная матрица, электрически управляемые амплитудно-частотные характеристики

1. Введение

Для создания СВЧ фотонных кристаллов использовались прямоугольные и коаксиальные волноводы, микрополосковые, копланарные, щелевые и волноводно-щелевые линии [1–7].

Авторами [8] предложен волноводный фотонный кристалл, состоящий из периодически расположенных металлических резонансных диафрагм, нанесенных на диэлектрическую подложку. Известно, что резонансные волноводные диафрагмы являются часто применяемыми элементами конструкции аттенуаторов и выключателей на $p-i-n$ -диодах. Малые геометрические размеры щели обеспечивают эффективное взаимодействие полупроводниковых элементов, имеющих малые габариты, с полем волновода, а использование резонансной диафрагмы в измерительных системах позволяет повысить локальность измерений, поэтому рассмотрение свойств фотонных кристаллов на волноводных резонансных диафрагмах является актуальным.

2. Результаты компьютерного моделирования

Исследуемый фотонный кристалл представлял собой структуру, состоящую из семи периодически расположенных прямоугольных металлических резонансных диафрагм на расстоянии $L=20$ мм друг от друга в прямоугольном волноводе трехсантиметрового диапазона [21]. Ширина и высота щелей диафрагм выбирались равными 20 мм и 2 мм.

Для управления резонансными свойствами таких фотонных кристаллов использовалась $n-i-p-i-n$ -диодная матрица, состоящая из четырех диодных элементов, размещенных в центральной диафрагме, выполненной в виде двух прямоугольных щелей. Размеры каждой щели составляли 10.5×1.0 мм². Конструкция фотонного кристалла с $n-i-p-i-n$ -диодной матрицей, выполняющей роль нарушения с управляемыми током характеристиками, представлена на рис. 1.

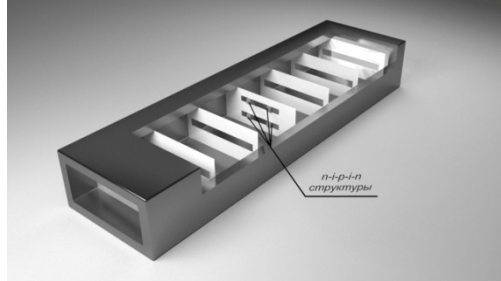


Рис. 1. Конструкция фотонного кристалла с $n-i-p-i-n$ -диодной матрицей

Fig. 1. The construction of the photonic crystal with $n-i-p-i-n$ -diode array

На основе численного моделирования с использованием метода конечных элементов в программе ANSYS HFSS исследовались амплитудно-частотные характеристики коэффициентов отражения и прохождения фотонного кристалла при различной удельной электропроводности i -слоя $n-i-p-i-n$ -структуры.

Как следует из результатов расчета фотонный кристалл без нарушений, созданный на основе резонансных диафрагм, характеризуется наличием запрещенной зоны в диапазоне частот 8.53...10.23 ГГц (кривая 1 на рис. 2). Введение в фотонный кристалл $n-i-p-i-n$ -матрицы в качестве нарушения центрального слоя приводит к возникновению примесной моды колебаний в запрещенной зоне фотонного кристалла на частоте $f_{1\text{теор}}=8.91$ ГГц. Изменение величины удельной электропроводности i -слоя $n-i-p-i-n$ -структуры от 0 до 10^4 См/м приводит к монотонному уменьшению коэффициента прохождения на частоте примесной моды колебаний от -0.65 дБ до -40.6 дБ. При увеличении удельной электропроводности i -слоя в диапазоне от 0 до 0.4 См/м коэффициент отражения уменьшается от -11.3 дБ до -47.5 дБ, а в диапазоне от 0.4 до 10^4 См/м монотонно увеличивается от -47.5 дБ до -0.3 дБ.

Увеличение удельной электропроводности i -слоя $n-i-p-i-n$ -структуры до значений больших 20.0 См/м приводит к исчезновению

примесной моды колебаний на частоте $f_{1\text{теор}}$ и возникновению на частоте $f_{2\text{теор}}=9.47$ ГГц, отличной от $f_{1\text{теор}}$.

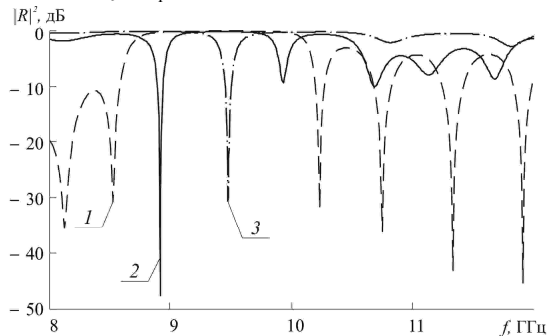


Рис. 2. АЧХ коэффициента отражения фотонного кристалла: 1 – фотонный кристалла без нарушений (без $n-i-p-i-n$ -матрицы), 2, 3 – фотонный кристалл с $n-i-p-i-n$ -матрицей при различной удельной электропроводности i -слоя $n-i-p-i-n$ -структуры σ , См/м: 2–0.4, 3–1000

Fig. 2. Amplitude-frequency characteristics of the reflection coefficient of the photonic crystal: 1 – the photonic crystal without disturbances (without an $n-i-p-i-n$ -array), 2, 3 – a photonic crystal with $n-i-p-i-n$ -array for different electrical conductivity of the i -layer σ , S/m: 2–0.4, 3–1000

3. Результаты эксперимента

Экспериментально исследовался фотонный кристалл, созданный в соответствии с описанной выше моделью и состоящий из семи алюминиевых резонансных диафрагм толщиной 10 мкм, расстояние между которыми выбиралось равным 20 мм и фиксировалось с помощью слоя пенопласта, полностью заполняющего поперечное сечение прямоугольного волновода. В фотонном кристалле в центральной диафрагме в качестве нарушения с управляемыми характеристиками была размещена $n-i-p-i-n$ -матрица из диодов типа 2A505.

На рис. 3 представлены результаты измерений АЧХ коэффициентов отражения фотонного кристалла без нарушения периодичности и с введенной в фотонный кристалл $n-i-p-i-n$ -матрицей в качестве нарушения центрального слоя с управляемыми характеристиками.

Введение в фотонный кристалл $n-i-p-i-n$ -матрицы в качестве нарушения центрального слоя приводит к возникновению примесной моды колебаний в запрещённой зоне фотонного кристалла на частоте $f_{1\text{эксп}}=9.22$ ГГц. Увеличение тока, протекающего через $n-i-p-i-n$ -структуру, до значений больших 1.0 мА приводило к исчезновению примесной моды колебаний на частоте $f_{1\text{эксп}}$ и возникновению на частоте

$f_{2\text{эксп}}=9.56$ ГГц, отличной от $f_{1\text{эксп}}$. При этом на частоте $f_{2\text{эксп}}$ с увеличением протекающего через $n-i-p-i-n$ -структуру тока в диапазоне от 0.0 См/м до 8.15 мА коэффициент отражения уменьшается от -0.1 дБ до -48.64 дБ (кривая 2 на рис. 4). Дальнейшее увеличение управляющего тока приводило к монотонному росту коэффициента отражения на частоте $f_{2\text{эксп}}$.

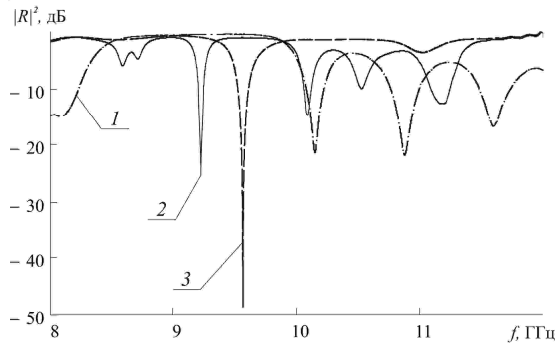


Рис. 3. Экспериментальные АЧХ коэффициента отражения 1 – фотонный кристалла без нарушений (без $n-i-p-i-n$ -матрицы), 2, 3 – фотонный кристалл с $n-i-p-i-n$ -матрицей при различных значениях тока I , мА: 2 – 0.0005, 3 – 8.15

Fig. 3. Experimental amplitude-frequency characteristics of the reflection coefficient: 1 – the photonic crystal without disturbances (without an $n-i-p-i-n$ -array), 2, 3 – a photonic crystal with $n-i-p-i-n$ -array for different current I , mA: 2 – 0.0005, 3 – 8.15

Как и было предсказано в результате численного моделирования, частотные зависимости коэффициента отражения фотонного кристалла демонстрируют высокую чувствительность к величине протекающего через $n-i-p-i-n$ -структуру тока. При этом были получены как монотонно возрастающие или монотонно убывающие, так и немонотонные зависимости коэффициента отражения от величины протекающего через $n-i-p-i-n$ -структуру тока выбором диапазона его изменения.

Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами численного расчета и свидетельствуют о возможности создания на основе фотонного кристалла на резонансных диафрагмах электрически управляемого модулятора и переключателя СВЧ-сигнала в схеме на отражение. При этом на частоте $f_{1\text{эксп}}$ возможна реализация прямого режима переключения, то есть увеличение коэффициента отражения при пропускании тока через $n-i-p-i-n$ -структуру, и на частоте $f_{2\text{эксп}}$ прямого и инверсного, сопровождающегося уменьшением коэффициента отражения при протекании тока, режимов переключения.

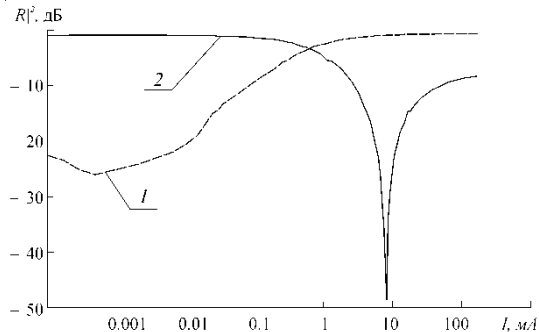


Рис. 4 Зависимости коэффициента отражения от величины протекающего через $n-i-p-i-n$ -структуру тока на частотах примесных мод колебаний фотонного кристалла $f_{1\text{эксп}} = 9.22$ ГГц (кривая 1) и $f_{2\text{эксп}} = 9.56$ ГГц (кривая 2)

Fig. 4 Dependences of the reflection coefficient on the current flowing through the $n-i-p-i-n$ -structure at the of the photonic crystal impurity mode frequencies $f_{1\text{exp}} = 9.22$ GHz (curve 1) and $f_{2\text{exp}} = 9.56$ GHz (curve 2)

4. Заключение

Таким образом, с использованием программы ANSYS HFSS трехмерного моделирования электромагнитных полей выполнен расчет АЧХ СВЧ фотонных кристаллов на основе резонансных диафрагм с нарушением периодичности в виде $n-i-p-i-n$ -диодной матрицы с управляемыми электрическим полем характеристиками.

Показана возможность практической реализации электрически управляемого модулятора и переключателя СВЧ-сигнала, работающего как прямом, так и в инверсном режимах, с динамическим диапазоном более 45 дБ на основе фотонного кристалла на резонансных диафрагмах.

Источники финансирования и выражение признательности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 8.7628.2017/БЧ).

Список литературы

- [1] Kuriazidou C.A., Contopanagos H.F., Alexopolos N.G. Monolithic waveguide filters using printed photonic-bandgap materials// IEEE Transactions on MTT. 2001. Vol. 49. N 2. P. 297–306.
- [2] Беляев Б.А., Волошин А.С., Шабанов В.Ф. Исследование микрополосковых моделей полосно-пропускающих фильтров на одномерных фотонных кристаллах// Доклады Академии Наук. 2005. Т. 400. № 2. С. 181–185.

[3] Wei T., Wu S., Huang J., Xiao H., Fan J. Coaxial Cable Bragg Gratings// *Applied Physics Letters*, 2011. V. 99. September. P. 113517-1–113517-3.

[4] Мухортов В.М., Масычев С.И., Маматов А.А., Мухортов В.М. Электрически перестраиваемый фотонный кристалл на основе копланарного волновода с наноразмерной сегнетоэлектрической пленкой// *Письма в ЖТФ*. 2013. Т. 39, вып. 20. С. 70–76.

[5] Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В., Боголюбов А.С., Куликов М.Ю., Пономарев Д.В. Микрополосковые фотонные кристаллы и их использование для измерения параметров жидкостей// *Журнал технической физики*. 2010. Т. 80, вып. 8. С. 143–148.

[6] Никитин Ал.А., Никитин Ан.А., Устинов А.Б., Lähderanta E., Калиникос Б.А. Сверхвысокочастотный фотонный кристалл на щелевой линии передачи с сегнетоэлектрической пленкой// *Журнал технической физики*. 2016. Том 86, вып. 6. С.115–120.

[7] Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Рязанов Д.С. Брэгговские сверхвысокочастотные структуры на волноводно-щелевых линиях// *Радиотехника и электроника*. 2016, том. 61. № 4. С. 321–326.

[8] Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Мерданов М.К., Евтеев С.Г. Волноводные фотонные структуры на резонансных диафрагмах// *Радиотехника*. 2015. № 10. С. 108–113.

References

[1] Kuriazidou C.A., Contopanagos H.F., Alexopolos N.G. Monolithic waveguide filters using printed photonic-bandgap materials// *IEEE Transactions on MTT*, 2001, vol. 49, no 2, pp. 297–306.

[2] Belyaev B.A., Voloshin A.S., Shabanov V.F. Study of Microstrip Models of Band-Pass Filters on the Base of 1D-Photonic Crystals// *Doklady physics*, 2005, vol. 50, no. 1. pp. 7–11.

[3] Wei T., Wu S., Huang J., Xiao H., Fan J. Coaxial Cable Bragg Gratings// *Applied Physics Letters*, 2011, vol. 99, pp. 113517-1–113517-3.

[4] Mukhortov V.M., Masyche S.I., Mamatov A.A. Electrically reconstructable phonon crystal based on a coplanar waveguide with a nanodimensional ferroelectric film// *Technical physics letters*, 2013, vol. 39, no. 10, pp. 921–923.

[5] Usanov D.A., Skripal A.V., Abramov A.V., Bogolyubov A.S., Kulikov M.Y., Ponomarev D.V. Microstrip photonic crystals used for measuring parameters of liquids// *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2010, vol. 55, no 8, pp. 1216–1221.

[6] Nikitin A.A., Ustinov A.B., Kalinikos B.A., Lähderanta E. Microwave photonic crystal on the slot transmission line with a ferroelectric film// *Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics*, 2016, vol. 61, no 6, pp. 913–918.

[7] Usanov D.A., Skripal' A.V., Ryzanov D.S., Nikitov S.A. Bragg microwave structures based on waveguide-slot lines// *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2016, vol. 61, no 4, pp. 379–384.

[8] Usanov D.A., Skripal A.V., Merdanov M.K., Evteev S.G. Waveguide photonic structures based on resonance diaphragms // *Radiotekhnika* [Radioengineering], 2015, no 10. pp. 108–113.

Acknowledgements

The work was supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (state task № 8.7628.2017/BCH)

Investigation of the nanocomposite materials properties under the influence of alternating electromagnetic fields

¹ Khlopov B.V., ¹ Bondarev Y.S., ¹ Samoilova V.S.

¹ JSC «CNIRTI named after academician A. I. Berg»

Moscow, 107078, Russian Federation,

mhlopovu@yandex.ru, samvalser@yandex.ru

Abstract: We have investigated the dielectric and magnetic characteristics of nanocomposite materials (metamaterials) samples based on the lattice packets SiO₂ nanospheres (opal matrices) which interspherical cavities have contained clusters of metals (Ni, Fe) and their connections. There was also studied their experimental dependence on the frequency of an externally acting electromagnetic field.

Keywords: nanoparticles, metamaterials, nanoaggregate, electromagnetic field, field-generating system.

Исследование свойств нанокомпозитных материалов под воздействием переменных электромагнитных полей

¹ Хлопов Б. В., ¹ Бондарев Ю. С., ¹ Самойлова В. С.

¹ Акционерное общество «Центральный научно-исследовательский радиотехнический институт имени академика А. И. Берга»

г. Москва, 107078, Российская Федерация

mhlopovu@yandex.ru, samvalser@yandex.ru

Аннотация: Исследуются диэлектрические и магнитные характеристики образцов нанокомпозитных материалов (метаматериалов) на основе решетчатых упаковок наносфер SiO₂ (опаловых матриц), содержащих в межсферических полостях кластеры металлов (Ni, Fe) и их соединений. Показана их экспериментальная зависимость от частоты внешне воздействующего электромагнитного поля.

Ключевые слова: наночастицы, метаматериалы, нанокомпозит, электромагнитное поле, полеобразующая система.

1. Введение

При разработке радиоэлектронной аппаратуры в наше время все чаще прибегают к использованию новых технологий и новых материалов, называемых композитами. Отечественными производителями были разработаны композитные метаматериалы на основе опаловых матриц, объемом $>1 \text{ см}^3$ с диаметр наносфер $\text{SiO}_2 \sim 200\text{--}400 \text{ нм}$ [1], межсферические полости которых заполнены более чем на 20% кластерами магнитных материалов (соединений на основе Ni, Fe). Образцы нанокompозитов получают при различных условиях пропитки и высокотемпературной термообработки (на воздухе или в водороде), что приводит к формированию в них различной концентрации кристаллических фаз сплавов и оксидов металлов.

Метод исследования образцов нанокompозитов на основе опаловой матрицы состоит в облучении их электромагнитным полем, в результате чего наблюдается его мультипликация [2]. Для оценки дальнейшего перспективного направления использования нанотехнологий проведены исследования свойств нанокompозитов на основе опаловых матриц в зависимости от содержимого межсферических нанополостей – кластеров металлов.

2. Экспериментальные диэлектрические характеристики образцов нанокompозитов

Проведены исследования полученных образцов нанокompозитов в переменном электрическом поле. Исследована частотная зависимость действительной (ϵ') и мнимой (ϵ'') компонент диэлектрической проницаемости (рис. 2) на разработанном стенде (рис 1).

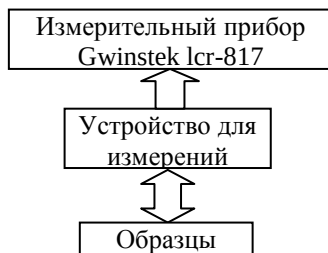


Fig. 1. A structural scheme of the measuring stand

Рис. 1. Структурная схема измерительного стенда

Ниже на рис. 3,4 представлены результаты для других образцов опаловых матриц, содержащих в межсферических нанополостях кластеры соединений на основе Ni и Fe.

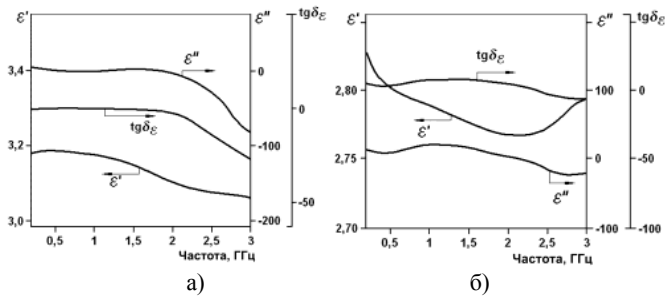


Fig. 2. Frequency dependences of the real (ϵ') and imaginary (ϵ'') permittivity and the dielectric loss angle tangent ($\text{tg}\delta_\epsilon$) of samples of the opal matrices filled with the Ni_3Fe crystallites formed at the temperature of: a) 1200 °C (with the air treatment); б) 1000 °C (with the H_2 treatment)

Рис.2. Графики частотных зависимостей действительной (ϵ') и мнимой (ϵ'') диэлектрической проницаемости, а также тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg}\delta_\epsilon$) образцов опаловых матриц, заполненных кристаллитами Ni_3Fe , сформированными при температурах: а) 1200 °C (термообработка на воздухе); б) 1000 °C (термообработка в H_2)

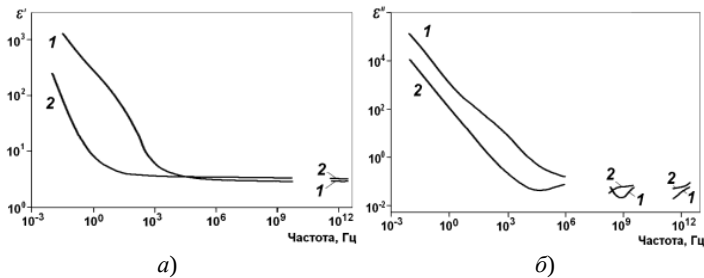


Fig. 3. Frequency dependences of the real (a) and imaginary (b) permittivity of the opal matrices filled with the Ni_2Fe (1) and Ni_2Fe_3 (2) clusters

Рис. 3. Графики частотных зависимостей действительной (а) и мнимой (б) диэлектрической проницаемости опаловых матриц, заполненных кластерами Ni_2Fe (1) и Ni_2Fe_3 (2)

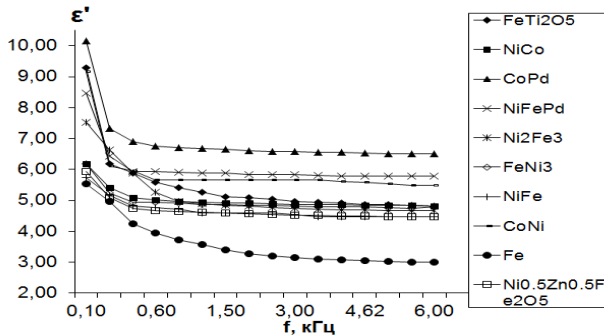


Fig. 4. Frequency dependences of the permittivity of samples of the different metamaterials

Рис. 4. Графики зависимости диэлектрической проницаемости образцов метаматериалов от частоты

Во всем исследуемом диапазоне частот образцы нанокomпозитов имеют низкие диэлектрические потери и мало зависят от частоты, кроме некоторого подъема в области низких частот. Диэлектрическая дисперсия частот выражена слабо в микроволновом диапазоне, а все основные изменения, возможно, протекают на более низких частотах[3].

3. Экспериментальные магнитные характеристики образцов нанокomпозитов

Для исследования магнитных свойств образцов был разработан стенд [4], обеспечивающий проверку магнитной восприимчивости материалов. Стенд состоит из полеобразующей системы, генератора тока, источника питания, системы охлаждения дросселя и аттестованных поверенных измерительных приборов (рис. 5). При испытании измерялись: напряжение питания генератора тока, ток дросселя, амплитуда напряжения на емкостном накопителе и напряженность магнитного поля.

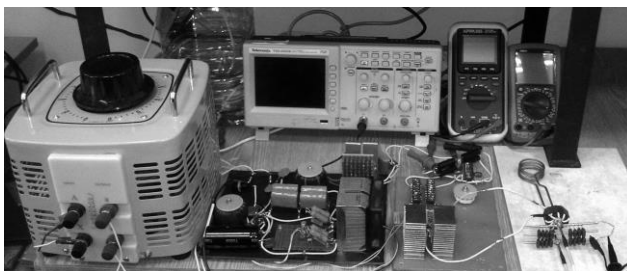


Fig. 5. Equipment for testing samples of magnetic metamaterials based on opal matrices

Рис. 5. Оборудование для испытаний образцов магнитных метаматериалов на основе опаловых матриц

На рис. 6 показаны кривые, отображающие изменение напряженности магнитного поля при облучении образцов частотами 344, 480, 500 КГц, в центральной области дросселя, в месте поочередного размещения образцов метаматериалов (Fe), (Ni+Fe+Co), керамического немагнитного материала (SiO_2) и немагнитного материала пластины из меди (Cu).

На рис. 7 показана зависимость параметров действительной μ' и мнимой μ'' магнитной восприимчивости от частоты.

На рис.8 хорошо виден вклад в магнитную восприимчивость и магнитную индукцию, связанный с наличием повышенной микроволновой

проводимости [5] в некоторых образцах содержащих в межсферических нанополостях матриц кластеры металлов (кривые 2, 3, 5, 6, 9, 10).

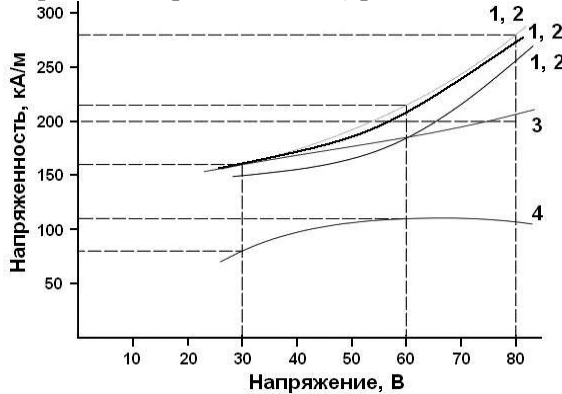


Fig. 6. Frequency dependences of the magnetic field strength for (Ni+Fe+Co), (Fe) (1, 2) Cu; SiO₂ (3, 4) samples

Рис. 6. Частотная зависимость напряженности магнитного поля для образцов (Ni+Fe+Co), (Fe) (1, 2) Cu; SiO₂ (3, 4)

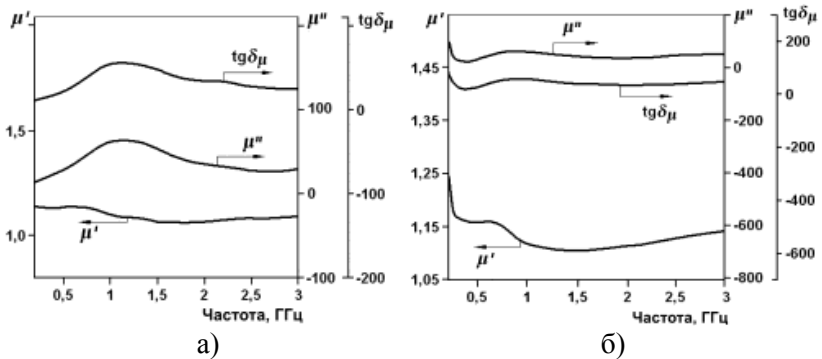


Fig. 7. Frequency dependences of the real (μ') and imaginary (μ'') permeability and the magnetic loss angle tangent ($\text{tg}\delta_\mu$) of samples of the opal matrices which inter-spherical cavities are filled with the Ni₂Fe₃ crystallites formed in a H₂ atmosphere at the temperature of: a) 650 °C; б) 1000 °C

Рис. 7. Графики частотных зависимостей действительной μ' и мнимой μ'' параметров магнитной восприимчивости, а также тангенса угла магнитных потерь $\text{tg}\delta_\mu$ образцов опаловых матриц, межсферические полости которых заполнены кристаллитами Ni₂Fe₃, сформированными в атмосфере H₂ при температурах: а) 650 °C; б) 1000 °C

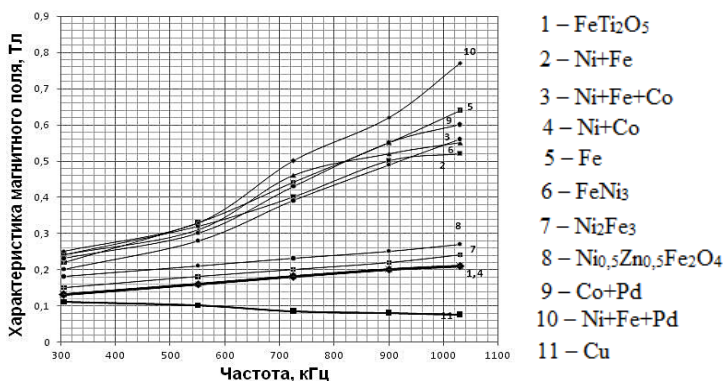


Fig. 8. Comparative characteristics of the dependence of the magnetic susceptibility on the frequency

Рис. 8. Сравнительные характеристики зависимости магнитной восприимчивости от частоты

4. Заключение

Метаматериалы, рассмотренные в статье, можно определить как нанокон-позиты, так как они состоят из элементов (наноблоков) в структуре опаловой матрицы, чьи геометрические размеры (десятки и сотни нанометров) значительно превосходят атомарные. По результатам исследований были сделаны выводы, что для таких материалов невозможно пренебречь вкладом от диэлектрической проницаемости (зависящей от времени), поскольку магнитный момент единицы объема кластера определяется токами электрической поляризации.

Структура, заполненная кластерами металлов плотно связанных между собой токами электрической поляризации в межсферических нанополостях опаловых матриц, позволяет образцам управлять облучающим магнитным полем. Образцы магнитных метаматериалов могут подавлять излучения во всех направлениях на некоторых управляющих частотах или фильтровать электромагнитные излучения в узком диапазоне частот для экранирования и фокусирования рассеянного излучения. Эти свойства метаматериалов были использованы при разработке устройств уничтожения информации [7], также СВЧ устройств, например, циркуляторов.

Список литературы

[1] Самойлович М.И., Ринкевич А.Б., Пащенко П.В. 3D-наноконпозиты – опаловые матрицы с включениями металлического Co и слоистые структуры «опаловая матрица – Co/Ir»// Технология и конструирование в электронной аппаратуре, 2011, №1-2, С.53-59

Copyright © 2017 for this paper by its authors. Copying permitted for private and academic purposes.
 Proceedings of the 27th International Conference «Microwave & Telecommunication Technology» (CriMiCo'2017)
 Sevastopol, Russian Federation, September 10—16, 2017

[2] Хлопов Б.В., Самойлович М.И., Шпак А.В., Самойлова В.С., Бондарев Ю.С. Воздействие на флеш носитель информации электромагнитным полем, сформированным метаматериалом на основе опаловой матрицы // Т-Сопм: Телекоммуникации и транспорт. – 2015. – Том 9. – №11. – С. 12-18.

[3] Б.В. Хлопов, М.И. Самойлович, А.Ю. Митягин. Исследование пространственного мультиплицирования импульсного магнитного поля образцами метаматериалов // Телекоммуникации и транспорт. 2013. № 1. С. 48–51.

[4] Б.В. Хлопов, М.И. Самойлович, В. Бовтун. Исследование эффекта мультипликации электромагнитных полей в устройствах бесконтактного стирания информации с электронных носителей с использованием нанокompозитов на основе опаловых матриц // Нано и микросистемная техника. 2013. № 7. С. 6–13.

[5] Б.В. Хлопов, Г.В. Чучева, М.И. Самойлович. Исследование восприимчивости к магнитным полям образцов нанокompозитных материалов на основе опаловых матриц для аппаратуры стирания информации // Т-COMM: телекоммуникация и транспорт. 2014. Т. 8. № 10. С. 82–87.

[6] A.B. Rinkevich, M. Pardavi-Horvath, M.I. Samoylovich. Microwave Properties of 3D-Nanocomposites with Particles Composed of Fe, Ni and Pd. // Proceedings of the 44-th European Microwave Conference. 6-9 Oct 2014, Rome, Italy: European Microwave Association, p. 1206–1209.

[7] Патент на изобретение №2549111 от 25.03.2015г. (приоритет от 23.08.2013г). Бюл. №11.

References

[1] Samoylovich M. I., Rinkevich A.B., Pashchenko P.V. 3D-nanocomposites - opal matrices with metallic Co inclusions and layered structures "opaline matrix - Co / Ir. Tekhnologiya i Konstruirovaniye v Elektronnoy Apparature, 2011, no 1-2, pp. 53-59 (In Russian).

[2] Hlopov B.V., Samoylovich M.I., Shpak A.V., Samoylova V.S., Bondarev Yu.S. Impact on the flash media by an electromagnetic field generated by metamaterial based on opal matrix. T-Comm. 2015. Vol. 9. No.11, pp. 12-18. (in Russian).

[3] Hlopov B.V., Samoylovich M.I., Mityagin A.Yu. Research of a spatial multiplication of a pulse magnetic field samples of metamaterials//Telecommunications and transport. 2013. No. 1., pp. 48-51 (In Russian).

[4] Khlopov B.V., Samoylovich M.I., Bovtun B. Investigation of the Multiplier Effect of Electromagnetic Fields in Proximity Devices Erasing from Electronic Media Using Nanocomposites Based on Opal Matrices. NANO- AND MICROSYSTEMS TECHNOLOGY, 2013, no 7, pp. 6-13 (In Russian).

[5] B. V. Hlopov, G. V. Chucheva, M. I. Samoylovich. Research of a susceptibility to magnetic fields of samples of nanocomposite materials on the basis of opal matrixes for the equipment of deleting of information//T-COMM: telecommunication and transport. 2014. T. 8. No. 10. Page 82-87 (In Russian).

[6] A.B. Rinkevich, M. Pardavi-Horvath, M.I. Samoylovich. Microwave Properties of 3D-Nanocomposites with Particles Composed of Fe, Ni and Pd. // Proceedings of the 44-th European Microwave Conference. 6-9 Oct 2014, Rome, Italy: European Microwave Association, p. 1206–1209.

[7] The patent for the invention No. 2549111 from 25.03.2015g. (a priority from 23.08.2013g). Bulletin No. 11.

О природе аномально высокого коэффициента электромеханической связи слоистых структур

¹Анисимкин В. И., ^{1,2}Верона Э.,
^{1,3}Воронова Н. В., ¹Кузнецова А.С.

¹ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва

²Institute for Photonics and Nanotechnologies, CNR, Italy

³ОАО НИИ Элпа, Зеленоград, Москва
 anis@cplire.ru

Аннотация: На примере слоистой структуры пьезоэлектрическая пленка AlN на подложке непьезоэлектрического Si исследуются связь коэффициента электромеханической связи с электрическим потенциалом ПАВ. Показано, что для всех возможных конфигураций встречно-штыревых преобразователей в такой структуре эти два физических параметра имеют одинаковые зависимости от нормированной толщины пленки h/λ (h - толщина, λ - длина волны).

Ключевые слова: поверхностная акустическая волна, коэффициент электромеханической связи, электрический потенциал, встречно-штыревой преобразователь.

1. Введение

Высокие значения коэффициента электромеханической связи K^2 необходимы для снижения вносимых потерь акустоэлектронных устройств и повышения их чувствительности к изменениям электрических граничных условий. В последнее время особенно большие величины этого коэффициента были получены для волн, распространяющихся в структурах пленка на полупространстве и пленка на пластине. Однако, причина такого повышения оставалась невыясненной.

Цель настоящей работы – установить физическую природу такого повышения.

2. Исследуемые структуры

Расчеты проводились с помощью хорошо апробированной программы [1,2] и материальных констант [3] для поверхностных акустических волн (ПАВ) в структуре пьезоэлектрическая пленка (001), $\langle 100 \rangle$ - AlN (углы Эйлера 0° , 0° , 0°) на полубесконечной подложке (001), $\langle 100 \rangle$ - Si (углы Эйлера 0° , 0° , 0°). Значения K^2 определялись для 4-х конфигураций встречно-штыревых преобразователей с различным расположением

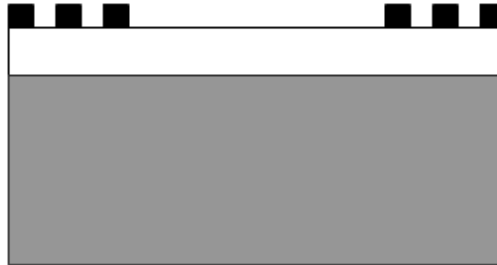
**(PTS)****(TPS)****(TPMS)****(MPTS)**

Рис. 1. Конфигурации встречно-штыревых преобразователей, исследуемых в работе.

периодических и сплошных электродов. Для тех же структур и волн рассчитывалась величина электрического потенциала φ в области нахождения встречно-штыревой структуры. Полученные зависимости $K^2(h/\lambda)$ и $\varphi(h/\lambda)$ сравнивались между собой.

3. Практические результаты

Полученные результаты представлены на рис.2, 3 и в Таблице 1.

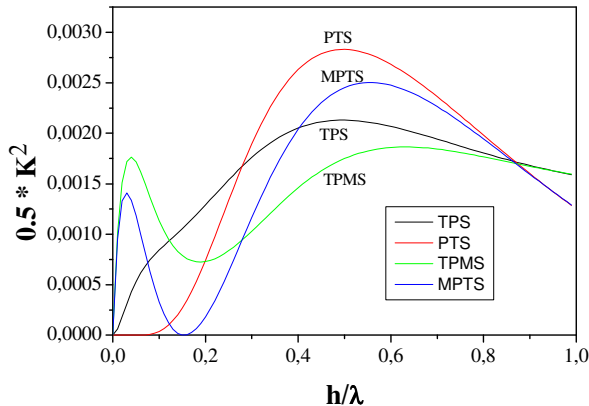
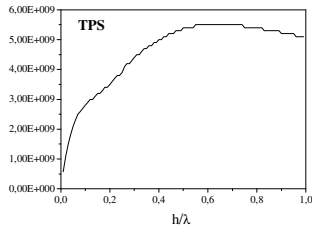


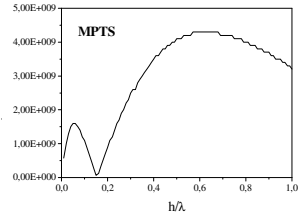
Рис. 2. Зависимость коэффициента электромеханической связи ПАВ в структуре AlN/Si от толщины пленки.

Табл. 1. Экстремальные значения K^2 в слоистой структуре пленка AlN/подложка Si.

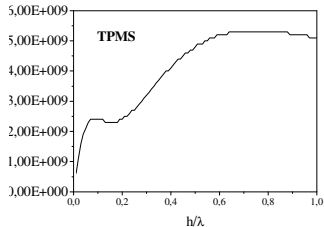
	MAX		MAX		MIN	
	h/λ	K^2	h/λ	K^2	h/λ	K^2
TPS	0.5	0.212981605	-	-	-	-
PTS	0.5	0.283165698	-	-	-	-
TPMS	0.04	0.176452916	0.64	0.18647276	0.19	0.0724523891
MPTS	0.03	0.14101081	0.56	0.250295026	0.15	1.32246355 E-4



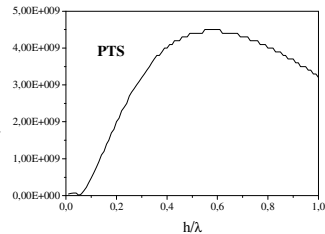
(a)



(b)



(б)



(г)

Рис.3. Зависимость электрического потенциала ПАВ в структуре AlN/Si от толщины пленки.

Сравнение зависимостей K^2 и ϕ от толщины слоя h/λ (λ - длина волны) показало их полную идентичность для всех четырех конструкций преобразователей, т.е. на корреляцию величины K^2 и значения потенциала в месте расположения встречно-штыревых электродов. Это позволяет по величине ϕ целенаправленно конструировать слоистые структуры с большим значением K^2 .

4. Заключение

Таким образом, в работе на примере слоистой структуры пленка AlN/подложка Si численно исследована взаимосвязь коэффициента электромеханической связи и электрического потенциала ПАВ. Вопрос о существовании аналогичной связи для других типов акустических волн и сред распространения требует дальнейших исследований.

Источники финансирования и выражение признательности

Доклад подготовлен по итогам исследования, проведенного в рамках проектов Российского фонда фундаментальных исследований гранта РФФИ № 17-07-00750.

Список литературы

- [1] Adler E.L., Slaboszewics J.K., Farnell G.W., Jen C.K. IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr. 1990. V. 37. № 3. P. 215-220.
- [2] Adler E.L. IEEE Trans. on Ultrason, Ferroelect., Freq. Contr. 1990. V. 37. № 6. P.485-490.
- [3] Slobodnik A.J., Jr., Conway E.D., Delmonico R.T. Microwave Acoustic Handbook. 1973. AFCRL-TR-73-0597.

Forward and backward surface plasmons in the dissipative and active plane-layered structures

^{1,2}Davidovich M.V.

¹Saratov State University,
Astrakhanskaya, 83, Saratov, 410012, Russia

²Saratov Branch of IRE RAS,
Zelenaya, 38, Saratov 410019, Russia
davidovichmv@info.sgu.ru

Abstract: We consider electric and magnetic surface plasmons in the plane-layered structures of metallic and dielectric layers, including two-dimensional conductive film type graphene. The conditions for the existence of forward and backward waves as well as slow and fast waves are obtained. It is shown that the anomalous negative dispersion in the structures with dissipation does not necessarily indicate the backward surface plasmons.

Keywords: surface plasmon-polaritons, dispersion equation, backward wave, graphene.

Прямые и обратные поверхностные плазмоны в диссипативных и в активных плоскостойких структурах

^{1,2}Давидович М.В.

¹Саратовский государственный университет
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Российская Федерация

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН,
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Российская Федерация
davidovichmv@info.sgu.ru

Аннотация: Рассмотрены электрические и магнитные поверхностные плазмоны в плоскостойких структурах из металлических и диэлектрических слоев, включая двумерные проводящие пленки типа графена. Получены условия существования прямых и обратных, а также медленных и быстрых поляритонов. Показано, что аномальная отрицательная дисперсия в структурах с диссипацией не всегда означает наличие обратного плазмона.

Ключевые слова: поверхностные плазмон-поляритоны, дисперсионное уравнение, обратная волна, графен.

1. Introduction

In structures without dissipation the forward and backward plasmons are possible [1-3]. The forward ones have normal dispersion while the backward ones have anomalous negative dispersion. This is true for dissipative structures. If the direction of movement of phase and energy match, the plasmon is forward, but if the other – backward. In other words, the forward wave decays in the direction of the propagation phase, and the backward – in the opposite direction. Negative group velocity in this case means nothing. The simplest are the symmetric structure of Fig. 1. Dielectric permittivity (DP) of the metal take the form $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_L - \omega_p^2 / (\omega^2 - i\omega\omega_c)$, where in the first member of the ε_L into account interband transitions and the polarization of the lattice (Lorentz dispersion), and the second term corresponds to the Drude theory. The aim of this work is to obtain conditions for the existence of forward and backward surface waves, gliding and leakage waves, fast and slow waves – plasmon-polaritons (PP).

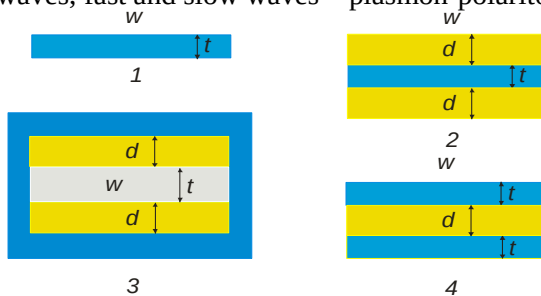


Fig. 1. Symmetric structures with plasmons: 1 – metal strip waveguide; 2 – metal strip waveguide with dielectric plates; 3 – hollow metal waveguide with the dielectric film; 4 dielectric strip waveguide with metallic plates

Рис. 1. Симметричные структуры с плазмонами: 1 – металлический полосковый волновод; 2 – металлический полосковый волновод с диэлектрическими обкладками (слоями); 3 – полый металлический волновод с диэлектрическими пленками; 4 – диэлектрический полосковый волновод с металлическими обкладками

2. Statement of the problem and the results

We will continue to consider the value of ε_L is specified. Then the metal model without dissipation corresponds to the zero frequency of collisions $\omega_c = 0$. The opposite surface plasmon (SP) in this case corresponds to the anomalous negative dispersion. In the case of a use classification dispersion or negative group velocity (GV) is impossible. In this case, the character of SP is determined by the direction of the Poynting vector relative to the movement phase. DP of a dielectric considered as positive, i.e. do not take into account the dis-

persion and therefore dissipation. For end along the y -axis structures have the ratio: $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k_0^2 \varepsilon(\omega)$ – in metal, and $k_x^2 + k_y^2 + \tilde{k}_z^2 = k_0^2 \varepsilon_d$ – in dielectric. If the dielectric is vacuum, then $\varepsilon_d=1$, then we denote $\tilde{k}_z = k_{0z}$. We also consider the symmetric y based on the type and use of decomposition type

$$\begin{pmatrix} E_x(x, y, z) \\ H_x(x, y, z) \end{pmatrix} = A_{[e,m]}^{(e,h)} \exp(-ik_x x) \cos(k_y y) \begin{bmatrix} \sin(k_z z) \\ \cos(k_z z) \end{bmatrix}. \quad (1)$$

The upper index “e” corresponds to electric E-PP (TM-waves) for which $H_x=0$. The upper “h” corresponds to magnetic H-PP (TE-waves) for which $E_x=0$. Subscript “e” corresponds to an electric wall at the center $z=0$, i.e., the taking of the sine in (1). Subscript “m” corresponds to the magnetic wall, i.e. taking the cosine. For example, the amplitude A_m^e is an even function $E_x(z)$. Further, the calculations will use a value of $k_y = \pi/w$. In case $w \rightarrow \infty$ the ratios are accurate, and the structure of the plane-layered. With a large but finite width we get that some works better than more w/t . Strictly, these structures can be analyzed by the method of integral equations defined on the cross section, using the metal decomposition of type (1) functions with different $k_{yn} = (2n-1)\pi/w$ and $k_{zn} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon - k_x^2 - k_{yn}^2}$. For completeness you should add functions $k_{zn} = (2n-1)\pi/t$ and $k_{yn} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon - k_x^2 - k_{zn}^2}$. We consider that $k_x = k'_x - ik''_x$. In dissipative structures SP is forward if $k'_x k''_x > 0$, and back if $k'_x k''_x < 0$. We introduce normalized to the impedance of the vacuum wave impedance $\rho^e = k_z / (k_0 \varepsilon)$ for the E-SP and $\rho^h = k_0 / k_z$ for H-SP in the metal. For dielectric we doing the substitution $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_d$ and denoted ρ_0^e, ρ_0^h . For vacuum we doing the substitution $\varepsilon \rightarrow 1$. The propagation constant are also denoted by the symbols e and h . For SP with an electric wall in the center the normalized input impedance at the border of the metal film 1 is $\rho_{in}^{(e,h)}(t/2) = i\rho^{(e,h)} \tan(k_z t/2)$, therefore, the dispersion equation (DE) for odd (with respect to z -components) SP is $\rho_0^{(e,h)} = i\rho^{(e,h)} \tan(k_z t/2)$. Typically, these SP are classified as the even with respect to the transverse component E_z, H_y and are called symmetric [1-4]. In this work, waves are classified by the longitudinal components E_x or H_x [5], i.e. the classification of the opposite. For SP with magnetic wall in the center of the normalized input impedance at the border of the metal film 1 is $\rho_0^{(e,h)} = i\rho^{(e,h)} \tan(k_z t/2)$, and DE even relative to the x -components of the SP is $\rho_0^{(e,h)} = -i\rho^{(e,h)} / \tan(k_z t/2)$. For structure 2 the input impedance should be transformed to the thickness of the dielectric:

$$\rho_0^{(e,h)} = \rho_{in}^{(e,h)}(d+t/2) = \tilde{\rho}^{(e,h)} \frac{\rho^{(e,h)}[i \tan(k_z t/2)]^{\pm 1} + i \tilde{\rho}^{(e,h)} \tan(\tilde{k}_z d)}{\tilde{\rho}^{(e,h)} + i \rho^{(e,h)}[i \tan(k_z t/2)]^{\pm 1} \tan(\tilde{k}_z d)}. \quad (2)$$

It is DE for odd (sign “+”) and DE for even (“-”) SP. DE of structure 4 is obtained from (2) by substitutions of the parameters of metal on the dielectric parameters and vice versa. DE for a hollow waveguide 3 without dielectric layers resulting as the condition $\rho^{(e,h)} = \rho_0^{(e,h)}[i \tan(k_{0z} t/2)]^{\pm 1}$. The interesting the case if there is the dielectric films on the wide walls of the waveguide 3. It corresponds to DE (2) in which need to change the properties of a metal and vacuum. Let us denote the input impedance of all structures $\rho_{in}^{(e,h)}$ on the last partition boundaries.

If this boundary is bordered by a vacuum, DE can be written in the form

$$k_x^{(e,h)} = k_0 \sqrt{1 - [\rho_{in}^{(e,h)}]^{\pm 2}}. \quad (3)$$

The upper sign in (3) corresponds to the E-SP and lower – to H-SP. If the boundary is bordered with metal,

$$k_x^e = k_0 \sqrt{1 - [\varepsilon(\omega) \rho_{in}^e]^2}, \quad k_x^h = k_0 \sqrt{1 - [\rho_{in}^h]^2}. \quad (4)$$

Denoting $\rho_{in}^{(e,h)} = \rho' + i\rho''$, from (3) we see that dissipative structures ($\rho' > 0$) E-SP forward if the input impedance is inductive ($\rho'' > 0$), and backward, if the impedance is capacitive ($\rho'' < 0$). Since the input impedance depends on the square of the wave number (3), the following inequality must be preserved for this type of E-SP. It is convenient to take the positive direction in the direction of the movement phase, i.e. $k_x^{(e,h)} > 0$. Then for forward E-SP we have $k_x^{(e,h)} > 0$, and for backward E-PP $k_x^{(e,h)} < 0$. For H-SP (3) and the second of the relations (4) we see that H-SP forward when $\rho'' < 0$, and back when $\rho'' > 0$, because they do the impedances replaced by admittance. Indeed, for E-SP input complex number $z = 1 - \rho'^2 + \rho''^2 - 2i\rho'\rho''$, which stands under the sign of the square root. The root and branch specified by condition $\text{Re}(\sqrt{z}) > 0$, yields the above conditions. For the first equation (4) we have $z = [1 - (\rho'\varepsilon' + \rho''\vare'')^2 + (\vare'\rho'' - \rho'\vare'')^2] - 2i(\rho'\vare' + \rho''\vare'')(\vare'\rho'' - \rho'\vare'')$. Here $\vare' < 0$, $\vare'' > 0$, $\rho' > 0$. Obviously, SP is forward, if $\text{Im}(z) < 0$ and backward if $\text{Im}(z) > 0$. Because $\vare'\rho'' - \rho'\vare'' < 0$, for a reverse SP it is required $\rho'\vare' + \rho''\vare'' > 0$, or $\rho''/\rho' > |\vare'|/\vare''$. Let consider the simplest case E-SP along the dielectric waveguide with the metal plates 4. Here $\rho = \rho_{in}^e = \tilde{k}_z^e(\vare_d k_0)^{-1} [i \tan(\tilde{k}_z^e t/2)]^{\pm 1}$. Write $\tilde{k}_z^e t/2 = i\tilde{\theta} = it\sqrt{(k_x^e)^2 - k_0^2 \vare_d}/2$. Believe SP is slow, i.e. $k_x^{te} > k_0 \sqrt{\vare_d}$, while the loss small: $\tilde{\theta} = \tilde{\theta}' - i\tilde{\theta}''$, $\tilde{\theta}'' \ll \tilde{\theta}'$. Then in the odd case it gives

$$\rho'' / \rho' = \frac{\tilde{\theta}' \sin(2\tilde{\theta}') - \tilde{\theta}'' \sinh(2\theta'')}{\tilde{\theta}' \sinh(2\tilde{\theta}') + \tilde{\theta}'' \sin(2\tilde{\theta}')} \approx \frac{\tilde{\theta}' \sin(2\tilde{\theta}')}{(2\tilde{\theta}' + \sin(2\tilde{\theta}'))\tilde{\theta}''}.$$

This condition is satisfied for the slow SP near the plasmon resonance frequency $\omega_s = \omega_p / \sqrt{\varepsilon_L + 1}$, for which the ratio is not very large, because for $\omega \approx \omega_s$

$$\frac{|\varepsilon'|}{\varepsilon''} = \frac{\omega_p \omega_c (\varepsilon_L + 1)^{3/2}}{\omega_p^2 + \omega_c^2 (\varepsilon_L + 1)} \approx \frac{\omega_c (\varepsilon_L + 1)^{3/2}}{\omega_p}.$$

Typical values are $\varepsilon_L \sim 10-20$, $\omega_c / \omega_p \sim 10^{-2} - 10^{-3}$. In the even case

$$\frac{\rho''}{\rho'} = \frac{\tilde{\theta}' \sin(2\tilde{\theta}') + \theta'' \sinh(2\theta'')}{\tilde{\theta}'' \sin(2\tilde{\theta}') - \tilde{\theta}' \sinh(2\theta'')} \approx \frac{-\tilde{\theta}' \sin(2\tilde{\theta}')}{(2\tilde{\theta}' - \sin(2\tilde{\theta}'))\tilde{\theta}''},$$

therefore the inequality cannot be. Consider the DE for metallic waveguide 1:

$$k_{ex}^e = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon^2 - \varepsilon \tanh^2(\theta)}{\varepsilon^2 - \tanh^2(\theta)}}, \quad k_{mx}^e = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon^2 \tanh^2(\theta) - \varepsilon}{\varepsilon^2 \tanh^2(\theta) - 1}}, \quad (5)$$

$$k_{ex}^h = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon - \tanh^2(\theta)}{1 - \tanh^2(\theta)}}, \quad k_{mx}^h = k_0 \sqrt{\frac{1 - \varepsilon \tanh^2(\theta)}{1 - \tanh^2(\theta)}}. \quad (6)$$

Here for θ is the same formula, but with DP of metal. In the absence of dissipation $\varepsilon < 0$, and SP is infinitely slow at the frequency where $\varepsilon^2 \tanh^2(\theta) = 1$, i.e. at $\omega = \omega_{sm} < \omega_p / \sqrt{\varepsilon_L + 1}$. This frequency decreases with decreasing t . Tends to her bottom always $\varepsilon^2 > \tanh^2(\theta)$. Above this frequency there in the forbidden band. Behind this bandgap in the region $0 < \varepsilon < 1$ the PP is fast: $k_{ex}^e \approx k_0 \sqrt{\varepsilon [1 - \varepsilon(1 - \varepsilon) / (2 \tanh^2(\theta))]}$, and near the frequency of the plasmon resonance $\omega \approx \omega_s$ we have $k_{ex}^e \approx k_0 \sqrt{\varepsilon} = k_0 \sqrt{\omega_p^2 / \omega^2 - \varepsilon_L}$. PP k_{ex}^e weak slow at low frequencies, where $k_{ex}^e < k_{mx}^e$. A strong slowdown beginning to emerge near the frequency $\omega = \omega_s = \omega_p / \sqrt{\varepsilon_L + 1}$, where $\tanh^2(\theta) = \varepsilon^2 = 1$. At the approach to it from below the dispersion is normal and it is performed $\varepsilon^2 > \tanh^2(\theta)$. It's made for $\omega > \omega_s$, but the dispersion of anomalous. Higher the dispersion anomalous. At the frequency $\omega_p / \sqrt{\varepsilon_L - 1}$ where $\varepsilon = 1$ the PP becomes fast. If $\omega > \omega_p / \sqrt{\varepsilon_L - 1}$, tangent becomes complex, and PP becomes leaky, so there are radiation losses. At the point ω_s the dispersion curve is not differentiable. Consideration of loss leads to its differentiability, the slowdown in the neighborhood this frequency is finite, and GV goes through infinity and changes sign. This is also the case for k_{mx}^e lower ω_s , and in the bandgap for k_{mx}^e occurs the propagation with anomalous negative dispersion. PP k_{ex}^h may not be a slow surface. PP k_{mx}^h is very slow at low frequencies, when $-\varepsilon \tanh^2(\theta) \gg 1$ and $\tanh^2(\theta) \ll 1$. However, at these frequencies should

take into account the dissipation. This PP has forward and backward portions of the dispersion branches. It has no E_x component and does not interact with the longitudinal electron beams.

SP in structure 2 can be backward when the dielectric layer transforms inductive impedance to capacitive Fig. 2. A suitable analytic condition is quite cumbersome. Really thin metal film waveguides of the type 1 and 2 should be considered in dielectric medium with DP $\tilde{\varepsilon}$. To do this, in all relationships you should make the change $k_0 \rightarrow k = k_0 \sqrt{\tilde{\varepsilon}}$. Then the forward PP moving in film 1 and the greeters on its way the strip of section 2, when the waveguide 1 is overlaid with dielectric plates with DP ε_d , can test the focusing if he becomes backward. It should be noted that the laser initiation of SP gives divergent SP, which after such metalens will be convergent. It should be noted that for the waveguide 3 the obtained relations are exact for perfectly conducting narrow walls.

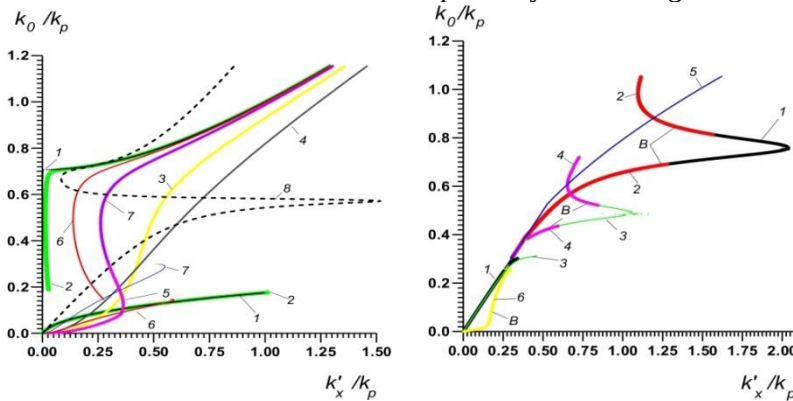


Fig. 2. Left: normalized dispersion of the symmetric E-SP for $\varepsilon_L=2$, $\omega_p=10^{16}$, $t=2$ nm (curves 1 – 6), $t=10$ nm (7) and $t=\infty$ (8) for different relations ω_c/ω_p : 10^{-4} (1), 10^{-2} (2, 8), $0.5 \cdot 10^{-2}$ (3), 1 (4), $2 \cdot 10^{-1}$ (5, 7), 10^{-1} (6); right: forward (curves 1, 3, 5) and backward (symbol B, curves 2, 4, 6) branches of antisymmetric electric (1, 2, 3, 4) and symmetric magnetic (5, 6) plasmons in the layer of 50 nm (1, 2), 100 nm (3, 4) and 10 nm (5, 6).

Рис. 2. Слева: нормированная дисперсия симметричного Е-ПП для $\varepsilon_L=2$, $\omega_p=10^{16}$ при $t=2$ нм (кривые 1 – 6), $t=10$ нм (7) и $t=\infty$ (8) для разных отношений ω_c/ω_p : 10^{-4} (1), 10^{-2} (2, 8), $0.5 \cdot 10^{-2}$ (3), 1 (4), $2 \cdot 10^{-1}$ (5, 7), 10^{-1} (6); справа: прямые (кривые 1, 3, 5) и обратные (символ В, кривые 2, 4, 6) ветви для антисимметричного электрического (1, 2, 3, 4) и симметричного магнитного (5, 6) плазмонов в слое 50 нм (1, 2), 100 нм (3, 4) и 10 нм (5, 6).

3. Conclusions

In the case of asymmetrical structures the conditions for the existence of forward and backward SP the same [5]: wave is forward, if the input structure impedance from the vacuum is inductive, and wave is backward for capacitive

input impedance. The finite structure contiguous with vacuum on both sides. For this the waves are gliding or leaky. For semi-infinite structure the wave can only flow from the vacuum. It is the model structure with the substrate in the form of a very thick dissipative layer. For large thickness the dissipation can be extremely small, to avoid the reflected wave. The results can easily be generalized for graphene films between the layers. It is shown that the inductive input impedance of structure leads to the forward, and the capacitive one – to the backward PPs. It can be used to construct the surface metalens. Dissipation leads to the possibility PP propagation in bandgaps in which the anomalous negative dispersion does not mean backward PP [5], Fig. 2.

References

- [1] Tournaisa P., Laude V. Negative group velocities in metal-film optical waveguides. *Optics Communications*, 1997, vol. 137, pp. 41-45.
- [2] Liu Y.M., Pile D.F.P., Liu Z.W., Wu D.M., Sun C., Zhang X. Negative group velocity of surface plasmons on thin metallic films. SPIE Optics and Photonics conference, San Diego, California, *Proc. SPIE*, 2006, vol. 6323, pp. 63231 M (1-9).
- [3] Fedyanin D.Y., Arsenin A.V., Leiman V.G., and Gladun A.D. Surface plasmon-polaritons with negative and zero group velocities propagating in thin metal films. *Quantum Electronics*, 2009, vol. 39, no. 8, pp. 745-750.
- [4] Zuev V.S., Zueva G.Ya. Very slow surface plasmons: Theory and practice (Review). *Optics and spectroscopy*, 2009, vol. 107, no. 4, pp. 648-663.
- [5] Davidovich M.V. Plasmons in multilayered plane-stratified structures. *Quantum Electronics*, 2017, vol. 47, no. 6, pp. 567-579.

Источники финансирования и выражение признательности

Работа частично поддержана грантом Российского научного фонда, проект №16-19-10033.

Список литературы

- [1] Tournaisa P., Laude V. Negative group velocities in metal-film optical waveguides // *Optics Communications*. 1997. T. 137. С. 41-45.
- [2] Liu Y.M., Pile D.F.P., Liu Z.W., Wu D.M., Sun C., Zhang X. Negative group velocity of surface plasmons on thin metallic films // SPIE Optics and Photonics conference, San Diego, California. *Proc. SPIE*. 2006. Тl. 6323. С. 63231 M (1-9).
- [3] Fedyanin D.Y., Arsenin A.V., Leiman V.G., and Gladun A.D. Surface plasmon-polaritons with negative and zero group velocities propagating in thin metal films // *Quantum Electronics*. 2009. T. 39. №. 8. С. 745-750.
- [4] Zuev V.S., Zueva G.Ya. Very slow surface plasmons: Theory and practice (Review) // *Optics and spectroscopy*. 2009. T. 107. № 4. С. 648-663.
- [5] Davidovich M.V. Plasmons in multilayered plane-stratified structures // *Quantum Electronics*. 2017. T. 47. № 6. С. 567-579.

Карбид кремния для окон вывода энергии средней мощности ММ диапазона

¹Паршин В.В., ¹Серов Е.А., ¹Денисов Г.Г., ²Гарин Б.М.,
³Вьюгинов В.Н., ³Клевцов В.А., ³Травин Н.К.

¹Институт прикладной физики РАН
 г. Н.Новгород, 603950, Российская Федерация
 parsh@appl.sci-nnov.ru

²Институт радиотехники и электроники РАН им. Котельникова
 г. Фрязино, 141190, Российская Федерация
 bormigar@yandex.ru

³ЗАО "Светлана-Электронприбор"
 г. Санкт-Петербург, 194156, Российская Федерация
 travin@svetlana-ep.ru

Аннотация: Представлены результаты исследований показателя преломления и диэлектрических потерь в 6H-SiC карбиде кремния в диапазоне $6\text{ ГГц} \div 380\text{ ГГц}$ и в температурном интервале $300\text{ К} \div 850\text{ К}$. На низких частотах ($f < 10\text{ ГГц}$) $\text{tg}\delta \sim 1/f$. При $f > 50\text{ ГГц}$ потери возрастают с ростом частоты. $\text{tg}\delta$ квазилинейно возрастает при температурах от 300 К до 550 К . При $T > 600\text{ К}$ $\text{tg}\delta$ возрастает экспоненциально. Рассматривается механизм поглощения в широком диапазоне температур. Приводятся расчеты применения карбида кремния в качестве мощных окон вывода энергии.

Ключевые слова: ММ и Терагерцовый диапазоны, карбид кремния, мощные окна вывода энергии, резонаторная техника.

1. Введение

Карбид кремния (SiC) это широкозонный полупроводник, считающийся одним из основных материалов, для применений в высокоомощной и высокотемпературной электронике. Он имеет более 200 политипов, но реальные применения в промышленности находят три из них, с максимальной шириной запрещённой зоны. Это: 3C-SiC, имеющий кубическую решётку и ширину запрещённой зоны 2.36 эВ; 6H-SiC и 4H-SiC с чередующимися слоями кубической и гексагональной структур и запрещёнными зонами шириной 3.03 эВ и 3.26 эВ.

Исследованиям электрических параметров различных политипов карбида кремния и его применению в высокотемпературной микроэлектронике посвящено большое количество публикаций (см., например, обзор

[1]). Но терагерцовый диапазон ($100\div 3000$ ГГц) до сих пор всё ещё остаётся "белым пятном" в исследовании диэлектрических параметров карбида кремния. В этой области есть совсем немного публикаций [2-4]. Ситуация во многом объясняется труднодоступностью высококачественных монокристаллических образцов, но что ещё более существенно, отсутствием в данном диапазоне реальной проблемы, для решения которой карбид кремния являлся бы ключевым материалом.

Аналогичная ситуация складывалась с CVD-алмазом, до тех пор, пока он не нашёл уникальную сферу применения совокупности своих уникальных свойств, а именно, для окон ввода-вывода энергии мегаваттного уровня мощности для международного проекта по созданию экспериментального термоядерного реактора (ITER project).

Ситуация с карбидом кремния во многом повторяется. Конечно, он не претендует на использование в окнах мегаваттного уровня. Для SiC существует своя уникальная область применения - это окна ввода-вывода энергии уровня мощности $50\div 500$ кВт. Конечно, алмаз легко справится с этой задачей, но алмаз на порядки (!) дороже.

Мировым лидером производства монокристаллических подложек на основе политипов 4H-SiC и 6H-SiC является компания "Cree" (Wolfspeed), Северная Каролина, США. Также подложки производятся компаниями: "Thompson", Франция; "ABB", Швеция; "Siemens", Германия; "Hitachi", Япония. В России производство высококачественных полуизолирующих подложек из монокристаллов карбида кремния диаметром 76.2 мм, политипа 6H-SiC освоено АО «Светлана-Электронприбор», Санкт-Петербург в рамках программы по импорт замещению. В настоящее время, технология оптимизирована для синтеза некомпенсированных монокристаллов с большим удельным сопротивлением, а также, в направлении обработки поверхности готовой к эпитаксии (качества "epi-ready") [5]. Осваивается технология для выпуска высококачественных монокристаллических подложек политипа 4H-SiC. В настоящей работе представлены результаты первого исследования диэлектрических свойств образцов 6H-SiC с ориентацией подложки on-axis $\{0001\} \pm 0.2^\circ$, производства АО «Светлана-Электронприбор», в ММ и Терагерцовом диапазонах, в интервале температур от комнатной до 500°C .

Так же, как и в предыдущих исследованиях CVD алмаза [6,7], представленные результаты исследований карбида кремния являются основой для расчетов температурного режима и максимальной пропускаемой мощности окон ввода-вывода энергии уровня $50\div 500$ кВт, который также представлен.

2. Результаты исследований

На Рис.1. представлена частотная зависимость $\operatorname{tg}\delta$ при 23°C . Измерения на 6.4 ГГц выполнены с помощью цилиндрического резонатора в АО «Светлана-Электронприбор» [8]. На 69 ГГц с помощью открытого полусимметричного резонатора в ИРЭ РАН [9]. На 125 ГГц, 250 ГГц и 375 ГГц с помощью высокودобротного резонатора Фабри-Перо в ИПФ РАН [10].

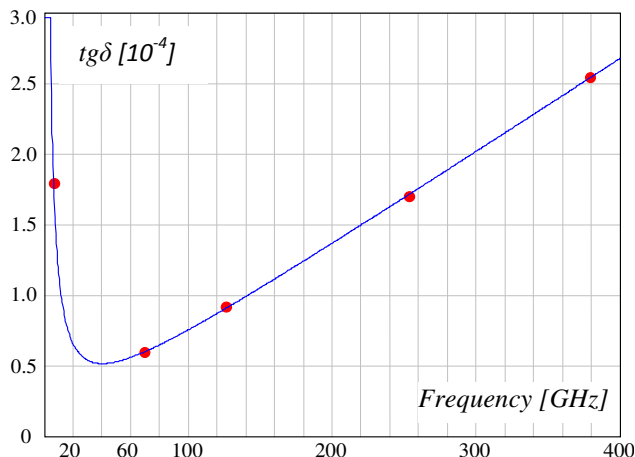


Рис. 1. Частотная зависимость $\operatorname{tg}\delta$ при комнатной температуре. Точки: экспериментальные данные, сплошная линия: аппроксимация.

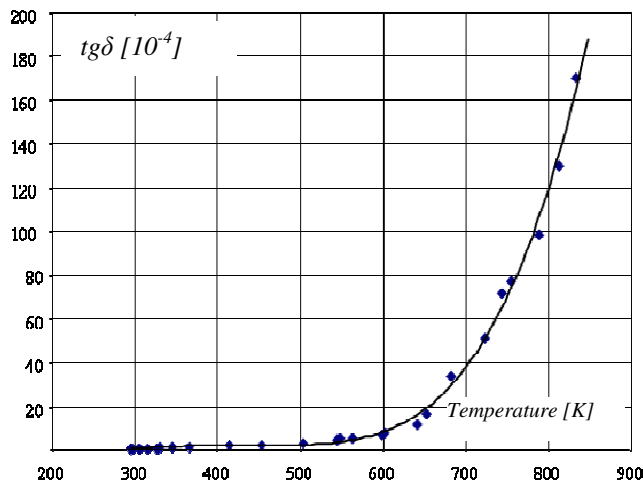


Рис. 2. Широкотемпературная зависимость $\operatorname{tg}\delta$ на частоте 125 ГГц.

3. Механизмы поглощения

Частотная зависимость $\operatorname{tg}\delta$ (Рис. 1.) объясняется двумя механизмами поглощения. На низких частотах $\operatorname{tg}\delta \sim 1/f$. Такая зависимость соответствует потерям, обусловленным поглощением на свободных носителях заряда. На частотах >50 ГГц потери возрастают с ростом частоты. Это может быть связано с собственными решеточными потерям, обусловленными так называемыми "разностными" двухфононными процессами поглощения [4]. В этих процессах возбуждение оптического фонона сопровождается поглощением акустического фонона. Их частоты должны удовлетворять уравнению: $f_1 - f_2 = f$, где f_1 и f_2 – частоты оптических и акустических фононов соответственно, f – частота электромагнитной волны. Этот механизм потерь определяет нижний теоретический предел потерь в кристалле.

Зависимость $\operatorname{tg}\delta$ от температуры (Рис. 2.), в Аррениусовых координатах на частоте ~ 125 ГГц представлена на Рис.4. Отсюда определяем энергию активации глубокого уровня в запрещённой зоне равную 1.09 ± 0.07 эВ. Аналогичные измерения на частоте ~ 250 ГГц дают близкую энергию активации, равную 0.91 ± 0.12 эВ. Возможно, эти величины могут относиться к глубокому уровню, который возникает из-за дефектов решётки. Как изложено в работе [11]: "Этот дефект является глубоким уровнем с энергией приблизительно на 1.1 эВ ниже дна зоны проводимости"

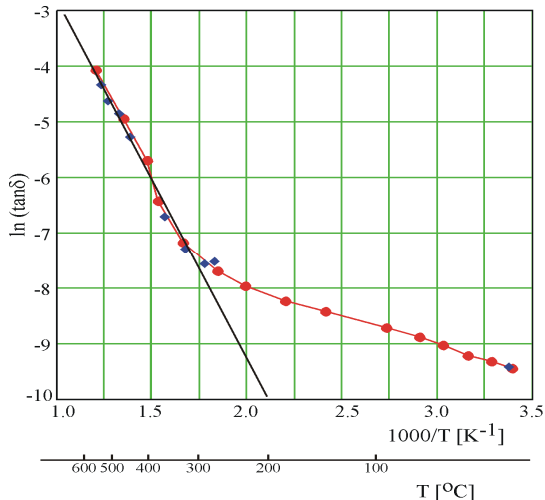


Рис. 4. Зависимость $\operatorname{tg}\delta$ в Аррениусовых координатах, на частоте 125 ГГц.

4. Расчёт теплового режима окна

На основе измеренных частотной и температурной зависимостей диэлектрических параметров был рассчитан тепловой режим окна. Для стандартной конструкции окна с водяным охлаждением по периметру диска [12] на Рис. 5. представлен расчёт критической мощности проходящего через окно Гауссова пучка в зависимости от частоты при условии, что стационарный режим ещё возможен, т.е. что температура в центре окна ещё стабилизируется. Превышение критической мощности приводит к неконтролируемому росту температуры. Величина теплопроводности взята = 490 Вт/(м·К) [13]. Температура охлаждающей среды = 30°C, коэффициент теплоотвода с периметра окна = 4 Вт/(см²·К).

При использовании критической мощности стационарная температура в центре окна ~265°C, температура на краю ~ 75°C. При использовании 50% от критической мощности температура в центре окна ~80°C, температура по краям ~ 40°C, что является весьма "комфортным" режимом.

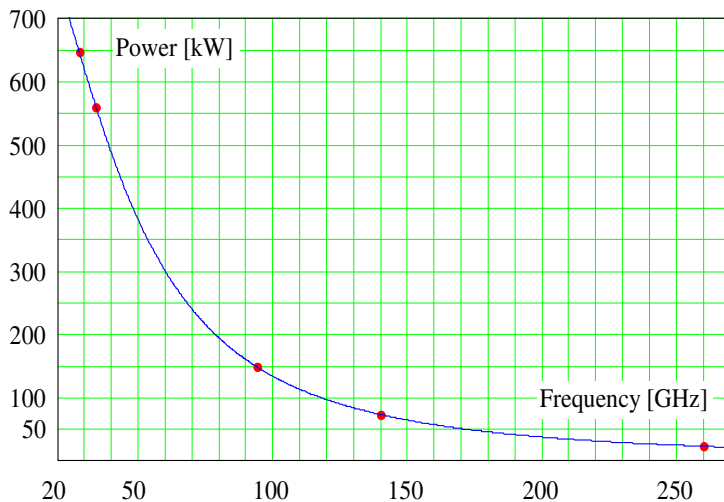


Рис. 5. Зависимость критической мощности от частоты.

5. Заключение

В заключение следует отметить, что с развитием технологии производства высококачественных некомпенсированных кристаллов 6H-SiC, следует ожидать снижения решёточных потерь и, соответственно, возрас-

тания критической мощности окна. Использование политипа 3C-SiC с более упорядоченной кубической решёткой и, соответственно, с ожидаемыми меньшими решёточными потерями, позволит увеличить выходную мощность окон на основе карбида кремния.

Источники финансирования

Доклад подготовлен по итогам исследования, проведенного частично в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 16-52-53140

Список литературы

- [1] Gang Liu, Blair R. Tuttle, and Sarit Dhar. Silicon carbide: A unique platform for metal-oxide-semiconductor physics // *Applied Physics Revue*. 2015. V.2. P. 021307-1-021307-21.
- [2] Yu G., Dutta J.M., and Jones C.R. Potentials of SiC as a gyrotron window material // 29th Int. Conf. on IR & MM Waves and 12th Int. Conf. on THz Electronics, 2004. P. 299-300.
- [3] C.R. Jones, Yuanci Gao. Temperature studies of dielectric loss in Silicon Carbide // 35th Int. Conf. on IR, MM and THz Waves. 2010. P. 1-2.
- [4] B.M. Garin. Lower Loss Limits at Millimeter and Terahertz Ranges // 29th Int. Conf. on IR & MM Waves and 12th Int. Conf. on THz Electronics. 2004. P. 393–394.
- [5] В.Н. Вьюгинов, Н.К. Травин, О.В. Венедиктов, М.М. Коровкина, А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин. Развитие базовой технологии производства подложек полуизолирующего карбида кремния // Четвертая всероссийская конференция «Электроника и микроэлектроника СВЧ». 2015. С. 34-39.
- [6] E.V.Koposova, S.E.Myasnikova, V.V.Parshin and S.N.Vlasov. The absorption investigation in CVD-diamond disks and windows at 50÷200 GHz // *Diamond and related materials*. 2002. V. 11/8, pp 1485–1490.
- [7] В.В. Паршин, Б.М. Гарин, С.Е. Мясникова, А.В. Орленеков. Диэлектрические потери в CVD-алмазах в MM-м диапазоне при температурах 300-900 K // *Изв. ВУЗ-ов, «Радиофизика»*. 2004. Т. XLVII, №12. С.1087-1095.
- [8] Вьюгинов В. Н., Уланова Т. А., Григорьев А. Д. Измерение параметров карбид-кремниевых подложек на СВЧ // *Изв. ВУЗ-ов. Радиоэлектроника*. 2013. №3. С. 80.
- [9] E. E. Chigryai, B. M. Garin, R. N. Denisyuk, D. S. Kalenov, I. P. Nikitin. Ultralow absorption in Silicon Carbide in the MM-Wave range // *J. of Radio Electronics*. 2016. V. 11, P. 1-11,
- [10] V.V. Parshin, M.Yu. Tretyakov, M.A. Koshelev, E.A. Serov. Modern resonator spectroscopy at submillimeter wavelengths // *IEEE Sensors Journal*. 2013. V. 13, N. 1, P. 18-23.
- [11] N. T. Son, E. Sorman, W. M. Chen, O. Kordina, B. Monemar, and E. Janzen. Possible lifetime-limiting defect in 6H SiC // *Applied Physics Letter*. 1994. V.65 N.21, P. 2687-2689.
- [12] G.G. Denisov, A.G. Litvak, V.E. Myasnikov, E.M. Tai and V.E. Zapevalov. "Development in Russia of high-power gyrotrons for fusion // *Nuclear Fusion*. 2008. V 48. P. 415-419.
- [13] Goldberg Yu., Levinshtein M.E., Rummyantsev S.L. in *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, SiC, BN, SiC, SiGe*. Eds. Levinshtein M.E., Rummyantsev S.L., Shur M.S. // *John Wiley & Sons, Inc., New York*, 2001, P. 93-148.

Investigation of composite multiferroic heterostructures based on magnonic crystal and ferroelectric slab

Morozova M.A., Romanenko D.V., Matveev O.V.

Saratov State University n.a. N.G. Chernyshevsky

Saratov, 410012, Russian Federation

olvmatveev@gmail.com

Annotation: In this paper, we investigate the composite multiferroic structure based on magnonic crystal and ferroelectric slab (MC-FE). Conclusions of the mathematical model for describing the dispersion of hybrid electromagnetic spin waves propagating in such structure are presented, as well as the results of an experimental study of MC-FE structure using a microwave spectrum analyzer. It is shown that there is an additional band gap for waves in MC-FE in the region of the first Bragg resonance, and also the shift of all band gaps to low frequency with increasing the power of the input signal.

Key words: ferromagnetism, ferroelectricity, magnonic crystal, multiferroic, spin waves

Исследование композитных мультиферроидных гетероструктур на базе магнонных кристаллов и сегнетоэлектриков

Морозова М.А., Романенко Д.В., Матвеев О.В.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

г. Саратов, 410012, Российская Федерация

olvmatveev@gmail.com

Аннотация: В настоящей работе исследуется композитная мультиферроидная структура магнонный кристалл – сегнетоэлектрик (МК-СЭ). В работе приведены выводы математической модели для описания дисперсии гибридных электромагнитно-спиновых волн, распространяющихся в такой структуре, а также результаты экспериментального исследования структуры МК-СЭ с помощью СВЧ-анализатора цепей. Показано наличие дополнительной запрещенной зоны для волн в МК-СЭ в области первого брэгговского резонанса, а также сдвиг всех запрещенных зон вниз по частоте при увеличении мощности входного сигнала.

Ключевые слова: ферромагнизм, сегнетоэлектричество, магнетонный кристалл, мультиферроик.

1. Введение

Мультиферроидные материалы проявляют свойства, характерные как для магнетиков, так и для сегнетоэлектриков в отдельности, так и совершенно новые свойства, связанные с взаимодействием магнитной и электрической подсистем [1]. Мультиферроидная структура может быть реализована либо в виде композитной структуры, состоящей из слоев феррита и сегнетоэлектрика [2]. При больших значениях диэлектрической проницаемости СЭ, которая зависит от приложенного постоянного электрического поля, электромагнитные волны (ЭМВ) в СЭ оказываются сильно замедленными. В этом случае в структуре ФП–СЭ на частотах, близких к частоте фазового синхронизма между ЭМВ и СВ, возникают гибридные электромагнитно-спиновые волны (ГЭМСВ) [3]. Использование периодических мультиферроидных структур типа МК–СЭ расширяет возможности управлению характеристиками волн в таких структурах [3,4]. Сегнетоэлектрическая нагрузка приводит к образованию дополнительной полосы непропускания в области первого брэгговского резонанса. Данный эффект в совокупности с возможностью электрического управления позволит создать эффективные устройства частотной обработки сигналов в СВЧ диапазоне.

В данной работе приведен вывод математической модели для описания дисперсии гибридных электромагнитно-спиновых волн в структуре МК–СЭ с учетом магнитной нелинейности ферромагнитной среды, а также проведено исследование амплитудно-частотных характеристик такой структуры с помощью СВЧ-анализатора цепей.

2. Исследуемая модель

Рассмотрим слоистую структуру, состоящую из МК и слоя СЭ (см. рис. 1). Магнетонный кристалл представляет собой ФП толщиной l с намагниченностью насыщения M_0 , на поверхности которой нанесены неоднородности в виде системы канавок с периодом L , глубиной $\Delta l = l - t$, где t – толщина тонкой части МК, и шириной a_1 . Структура бесконечна в направлении осей x и y . Внешнее магнитное поле $\vec{H}_0$ приложено кас-

тельно к поверхности пленок вдоль оси x , а к слою СЭ приложено внешнее электрическое поле напряженности $\vec{E}$ также вдоль оси z . При заданной конфигурации магнитного поля ($\vec{H}_0$) будем считать, что в ферромагнитной плёнке в направлении оси y распространяется поверхностная МСВ. В рассматриваемой структуре МК-СЭ толщина ферромагнитной плёнки l является периодически меняющейся величиной, которая может быть представлена как [5]:

$$l = d_0 \left(1 + \delta d \cos \left(\frac{2\pi}{L} x \right) \right) \quad (1)$$

где $d_0 = l - \Delta l a_1 / L$, $\delta d = 2\Delta l \sin(\pi a_1 / L) / \pi d_0$.

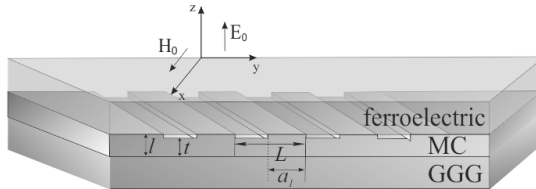


Рис. 1. Схема структуры МК-СЭ
Fig. 1. Scheme of structure of MC-FE

Используя данные предположения можно получить дисперсионное уравнение для гибридных волн в структуре МК-СЭ в следующем виде:

$$\begin{vmatrix} \Omega_{FM}(k_0, \omega) & \beta(k_0) & \chi_{FE}(k_0, \omega) & 0 \\ \beta(k_{-1}) & \Omega_{FM}(k_{-1}, \omega) & 0 & \chi_{FE}(k_{-1}, \omega) \\ \chi_{FM}(k_0, \omega) & 0 & \Omega_{FE}(k_0, \omega) & 0 \\ 0 & \chi_{FM}(k_{-1}, \omega) & 0 & \Omega_{FE}(k_{-1}, \omega) \end{vmatrix} = 0 \quad (2)$$

Первая и вторая строки в (2) описывают прямую и встречную волны в МК, третья и четвертая строки - прямую и встречную волны в слое СЭ. Члены на главной диагонали, будучи приравненные к нулю, отвечают соответственно дисперсионным уравнениям волн в изолированном ферромагнетике:

$\Omega_{FM}(k, \omega) = \omega^2 - \omega_{H0}(\omega_{H0} + \omega_{M0}) - \frac{\omega_{M0}^2}{4}(1 - \exp(-kd))$, где k – постоянная волны, d – толщина плёнки [6], $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, и изолированном диэлектрике: $\Omega_{FE}(k, \omega) = \arctan(\xi / k) - \xi D / 2$, где

$\xi^2(k, \omega) = \omega^2 \epsilon / c^2 - k^2$. Недиагональные элементы в описывают связь между прямыми и встречными волнами: $\chi_{FE}(k_{0,-1}, \omega) = K \omega^2 \epsilon / k_{0,-1}^2 c^2$ - коэффициент связи между прямыми при (встречными при) волнами в СЭ и прямыми (встречными) волнами в МК, $\chi_{FM}(k_{0,-1}, \omega) = K \omega_M (\omega + \omega_H + \omega_M / 2) (1 - \exp(\mp 2k_{0,-1} d)) / 2$ - коэффициент связи между прямыми при k_0 (встречными при k_{-1}) волнами в МК и прямыми (встречными) волнами в СЭ, $\beta(k_{0,-1}) = \pm \delta d \omega_M^2 k_{-1,0}^2 d_0 / 4k_{0,-1}$ - коэффициент связи между прямой и встречной волнами в МК, где $K = e^{-Dk_{0,-1}}$ - параметр, определяющий связь между МК и СЭ.

Введем магнитную нелинейность для ферромагнитной среды в следующем виде:

$$\omega_M = 4\pi\gamma M_z = 4\pi\gamma M_0(1 - a |m|^2) = \omega_{M_0}(1 - |u|^2) \quad (3)$$

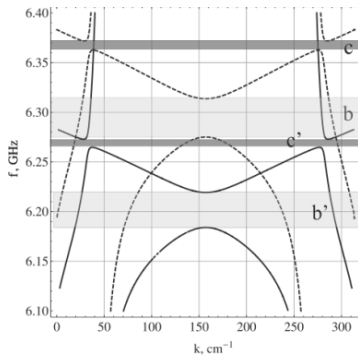
где $u = a / 2m$ - нормированная амплитуда прецессии намагниченности. Для вывода нелинейного закона дисперсии воспользуемся линейным законом дисперсии (2) и подставим в него выражение (3), которое описывает нелинейные свойства среды.

3. Результаты численного исследования и эксперимента

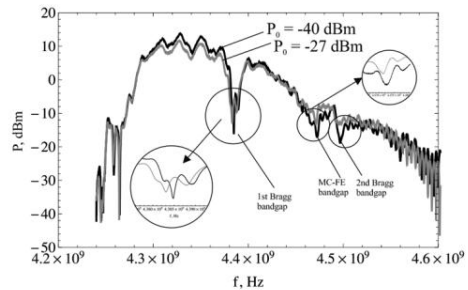
На рис. 2а показаны дисперсионные характеристики ГЭМСВ в линейном случае (штриховые кривые) и дисперсионные характеристики с учётом магнитной нелинейности (сплошные кривые) при $|u|^2 = 10$. На графике видно формирование двух запрещённых зон: основной (показана светлой заливкой b') и гибридной (показана темной заливкой с'). Увеличение мощности, как видно из графика приводит к сдвигу запрещённых зон по частоте.

Для экспериментального исследования использовались макеты, выполненные на основе плёнок железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной $d = 12$ мкм и намагниченностью насыщения $M_0 = 1750$ Гс. Плёнка выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) толщиной 0.5 мм. На поверхности плёнок создавалась периодическая система канавок с периодом $L = 200$ мкм, шириной канавки $a_1 = 0.1$ мм, глубиной канавки $\Delta d = 1$ мкм. Полученный таким образом МК имел прямоугольную форму: ширина МК 2 мм, длина 13

мм. На поверхности МК размещалась сегнетоэлектрическая пластина титаната бария-стронция толщиной $a = 500$ мкм и диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 4000$. Для снятия АЧХ ПМСВ в структурах была собрана установка, содержащая описанный выше макет с ферритовой микроструктурой, СВЧ-анализатор цепей ENA 5062A и усилитель.



a)



b)

Рис. 2. (а) Теоретические дисперсионные характеристики волн в структуре МК-СЭ, рассчитанные в линейном режиме (сплошные кривые) и нелинейном (штриховые), (б) экспериментальные АЧХ в линейном режиме (темные кривые), нелинейном (светлые)

Fig 2. (a) Theoretical dispersion characteristics waves in structure MC-FE in linear (solid) and nonlinear (dashed) cases. (b) experimental frequency response in linear (dark) and nonlinear (bright) cases.

На рис. 2б показаны экспериментальная АЧХ ГЭМСВ в структуре МК-СЭ, на которой видны предсказанные теоретически эффекты: образование дополнительной запрещенной зоны в полосе первого брэгговского резонанса, а также сдвиг запрещенных зон вниз по частоте при увеличении мощности входного сигнала.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе построена модель, описывающая дисперсионные характеристики гибридных ЭМСВ в структуре МК-СЭ.

Показано, что в результате фазового синхронизма волн в структуре формируются две запрещенные зоны: основная – брэгговская и дополнительная - гибридная. Также имеется возможность электрического управления характеристиками запрещенных зон. Проведен учёт магнитной нелинейности в системе. Показано, что учёт нелинейности приводит к сдвигу обеих запрещенных зон вниз по частоте и уменьшению ширины запрещенных зон. Проведено экспериментальное исследование характеристик запрещенных зон в структуре МК-СЭ. Подтверждена возможность формирования двух запрещенных зон в области первого брэгговского резонанса. Показано, что при увеличении мощности входного сигнала обе запрещенные зоны сдвигаются вниз по частоте.

Мультиферроидные структуры на базе магнетонных кристалл могут быть полезны при разработке систем частотной обработки СВЧ-сигналов в качестве узкополосных фильтров. Возможность электрического управления делает такие системы более энергоэффективными и быстродействующими по сравнению с ферромагнитными. А учет нелинейных эффектов позволит уточнить характеристики таких систем в случае распространения сигналов большой мощности.

Источники финансирования и выражение признательности

Доклад подготовлен по итогам исследования, проведенного в рамках проектов Российского фонда фундаментальных исследований № 16-29-03120 офи-м и № 15-07-05901.

Список литературы

- [1] Вендик О.Г. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ. Москва: Сов. радио, 1979, 272 с.
- [2] Srinivasan, G., Dong, S., Viehland, D., Bichurin, M., Nan, C. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103. P. 31101.
- [3] Ustinov, A. B., Tiberkevich, V. S., Srinivasan, G., Slavin, A. N., Semenov, A. A., Karmanenko, S. F., Ramer, R. Electric field tunable ferrite-ferroelectric hybrid wave microwave resonators: experiment and theory // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100. P. 93905.
- [4] Morozova, M. A., Grishin, S. V., Sadovnikov, A. V., Romanenko, D. V., Sharaevskii, Y. P., Nikitov, S. A. Tunable bandgaps in layered structure magnonic crystal-ferroelectric // IEEE Transactions on Magnetics. 2015. Vol. 51. P. 7126980.
- [5] Морозова М.А., Шешукова С.Е., Шараевский Ю.П. Механизмы формирования солитонов огибающей в периодических ферромагнитных структурах Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2010. Т. 18. С. 113.
- [6] Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1993.

References

- [1] Vendik O.G. [*Segnetoelektriki v tehnike SVCh*]. Moskva: Sov. radio, 1979, 272 p. (in Russian)
- [2] Srinivasan, G., Dong, S., Viehland, D., Bichurin, M., Nan, C. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103. P. 31101.
- [3] Ustinov, A. B., Tiberkevich, V. S., Srinivasan, G., Slavin, A. N., Semenov, A. A., Karmanenko, S. F., Ramer, R. Electric field tunable ferrite-ferroelectric hybrid wave microwave resonators: experiment and theory // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 100. P. 93905.
- [4]. Morozova, M. A., Grishin, S. V., Sadovnikov, A. V., Romanenko, D. V., Sharaevskii, Y. P., Nikitov, S. A. Tunable bandgaps in layered structure magnonic crystal-ferroelectric // IEEE Transactions on Magnetism. 2015. Vol. 51. P. 7126980.
- [5] Morozova M.A., Sheshukova S.E., Sharaevskij Ju.P. [*Mehanizmy formirovaniya solitonov ogibajushhej v periodicheskij ferromagnitnyh strukturah*] Izv. vuzov. Prikladnaja nelinejnaja dinamika. 2010. T. 18. P. 113. (in Russian)
- [6] Vashkovskii A.V., Stal'mahov V.S., Sharaevskii Ju.P. [*Magnetostatic waves in microwave electronics*]. Saratov: Izd-vo Sarat. un-ta, 1993. 316 p. (in Russian).

Acknowledgements

The paper is based on the research results, which was conducted in the framework of project of the Russian Foundation for Basic Research No. 15-07-05901 – a, project of Russian Science Foundation № 16-29-03120– ofi-m.

Waves in hyperbolic metamaterials of wires of finite length

^{1,2}Davidovich M.V.

¹Saratov State University,
Astrakhanskaya, 83, Saratov, 410012, Russia

²Saratov Branch of IRE RAS,
Zelenaya, 38, Saratov 410019, Russia
davidovichmv@info.sgu.ru

Abstract: The volume integral and integrodifferential equations describing waves in photonic and plasmonic crystals, as well as oscillations of localized plasmons and dielectric resonators, are considered. The methods of transformation of integral equations, iterative algorithm based on them and the results for dispersion are presented. It is shown that the considered metamaterial, made of conductive wires of finite length, may possess the hyperbolic dispersion. The tensor of effective dielectric permittivity of the metamaterial is found.

Keywords: integral equations, Green's functions, plasmons, hyperbolic metamaterial.

Волны в гиперболических метаматериалах из проволок конечной длины

^{1,2}Давидович М.В.

¹Саратовский государственный университет
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Российская Федерация

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН,
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Российская Федерация
davidovichmv@info.sgu.ru

Аннотация: Рассмотрены объемные интегральные и интегродифференциальные уравнения, описывающие волны в плазмонных и фотонных кристаллах, а также колебания локализованных плазмонов и диэлектрических резонаторов. Приведены методы преобразования уравнений, алгоритмы на их основе и результаты для зонных диаграмм. Рассмотрен метаматериал из проводящих проволок конечной длины, и показано, что в нем возможна гиперболическая дисперсия. Найден тензор эффективной диэлектрической проницаемости метаматериала.

Ключевые слова: интегральные уравнения, функции Грина, плазмон, гиперболический метаматериал, фотонный кристалл.

1. Introduction

The Hyperbolic metamaterials (HMM) are the artificial media with hyperbolic dispersion which very promising for various applications [1]. Usually dissipation is not considered, and as the result there is a condition $\varepsilon_{\perp}^{ef} \varepsilon_{\parallel}^{ef} < 0$ that determines a hyperbolic dispersion with unlimited values component of the wave vectors $\mathbf{k}$. Losses lead to their limitations, and under the HMM we will be to understand the performance of the specified conditions for the real parts of the diagonal components of the tensor of effective dielectric permittivity (DP). For the simulation of HMM we use the method of volume integral equations (VIE) [2, 3]. The VIE term in a generalized sense applicable to integrodifferential equations (IDE). Photonic crystal (PC) and plasmonic crystals (PC) are periodic structures composed of dielectric and metal inclusions correspondingly. We simulate their by the method of VIE subject to losses. To neglect losses for metal PC means the perfect conductivity inclusions [4] or the negative DP. PC lossless distinguished by the fact that metal DP is negative. Taking as a model the metal DP by formula of the Drude-Lorentz $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega) = \varepsilon_L(\omega) - \omega_p^2 / (\omega^2 - i\omega\omega_c)$ we derive this condition: $\omega < \omega_p / \sqrt{\varepsilon_L + 1}$. Here $\varepsilon_L(\omega)$ is the dielectric constant, related to the contribution of the crystal lattice and interband transitions. The dependence on coordinates and time in a flat wave taken in kind of $\exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r})$. The stroke denotes the real part, and double stroke designates the negative imaginary part. Perfect infinite PC without dissipation has forbidden zones: the number of photons is preserved, and there is the analogy with the usual crystal, preserving the number of electrons. Really dissipation leads to an erosion of the dispersion characteristics, the photons are absorbed and in prohibited areas may spread with great attenuation. In the finite PC there is also radiation attenuation. For the finite PC you can put the problem on the diffraction of a plane wave. In the infinite PC the only regional challenge is a task for the eigenvalues (wave), i.e. of obtaining the dispersion equation (DE): $k_0 = \omega/c = f(\mathbf{k})$. We consider such a problem for metal PC in the form of thin metal rods of finite length l , periodically with period a set at three coordinates in the dielectric-based with DP $\tilde{\varepsilon}$ and oriented along the z -axis. Such cubic PC is uniaxial crystal with the axis of rotational symmetry z of the fourth order C_4 . It can be a HMM with diagonal DP $\tilde{\varepsilon}(\omega, \mathbf{k})$ that $\varepsilon'_{xx}(\omega, \mathbf{k})\varepsilon'_{zz}(\omega, \mathbf{k}) < 0$ and $\varepsilon'_{xx}(\omega, \mathbf{k}) = \varepsilon'_{yy}(\omega, \mathbf{k})$. Problem for a perfectly conducting pins was solved in [4] by the method of surface integral equations in the approximation of Pocklington. In Ref. [5] the PC from the wires of infinite length with

dissipation was examined by the VIE method. The aim of this work is to get the DE and for wires of finite length and get carrying out the homogenization.

2. Statement of the problem and the dispersion equation

We use the periodic scalar Green's function (GF) of free space [6]. It gives the response in the form of the vector-potential $\mathbf{A}$ on volumetric current density $\mathbf{J}$. For PC as the excitation source is the density of electric current of polarization $\mathbf{J} = \mathbf{J}_p^e = i\omega\epsilon_0(\epsilon - \tilde{\epsilon})\mathbf{E}$. Here ϵ is the inclusion DP (DP of metal pins), $\tilde{\epsilon}$ is the background DP, which included the pins. If the pins are periodically arranged in a vacuum, then $\tilde{\epsilon} = 1$. The simplest form of GF is for vector of primitive broadcasts as $\mathbf{a} = \mathbf{x}_0 a_x + \mathbf{y}_0 a_y + \mathbf{z}_0 a_z$:

$$\tilde{G}(\mathbf{r}, k_0, \mathbf{k}) = \frac{1}{a_x a_y a_z} \sum_{k,l,s=-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-i[\tilde{k}_{xk}x + \tilde{k}_{yl}y + \tilde{k}_{zs}z])}{\tilde{k}_{xk}^2 + \tilde{k}_{xl}^2 + \tilde{k}_{xm}^2 - k_0^2 \tilde{\epsilon}}. \quad (1)$$

Here $\tilde{k}_{xk} = k_x + 2k\pi/a_x$, $\tilde{k}_{yl} = k_y + 2l\pi/a_y$, $\tilde{k}_{zs} = k_z + 2s\pi/a_z$, that determines the periodicity in $\mathbf{k}$. Because of this, it is sufficient to solve VIE only in one (zero) cell. Take the origin at the center of the pin. In our case $a_x = a_y = a_z = a$. Introducing the electric vector potential, satisfying the equation $(\nabla^2 + \tilde{k}^2)\mathbf{A} = -\mathbf{J}_p^e$ and presenting the fields $\mathbf{E} = -iZ_0(\tilde{k} + \tilde{k}^{-1}\nabla \otimes \nabla)\mathbf{A}$, $\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$, $\tilde{k} = k_0\sqrt{\tilde{\epsilon}}$, we receive:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int_V \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \mathbf{J}_p^e(\mathbf{r}') d^3 r'. \quad (2)$$

Here $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, $\nabla \otimes \nabla \equiv \text{grad}(\text{div})$, $d^3 r'$ is the volume element, the integration performs over the volume of the one pin. Equation (2) defines the basic VIE, which are hypersingular. For electric fields we have VIE

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = (\tilde{k}^2 + \nabla \otimes \nabla) \int_V \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) (\epsilon(\mathbf{r}')/\tilde{\epsilon} - 1) \mathbf{E}(\mathbf{r}') d^3 r'. \quad (3)$$

Next, we believe $\epsilon = \text{const}$. The differential equation for the electric field is different the right part, which is equal to $\mathbf{M}^e = -i\omega\mu_0 \mathbf{J}_p^e + (i\omega\epsilon_0\tilde{\epsilon})^{-1}\nabla\nabla \cdot \mathbf{J}_p^e$. Similarly, the right part of equation for magnetic field is $\mathbf{M}^h = \nabla \times \mathbf{J}_p^e$. This allows you to get IDEs for electric and magnetic fields, for example,

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int_V \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \left[-i\omega\mu_0 + (i\omega\epsilon_0\tilde{\epsilon})^{-1}\nabla\nabla \cdot \right] (\epsilon(\mathbf{r}') - \tilde{\epsilon}) \mathbf{E}(\mathbf{r}') d^3 r'. \quad (4)$$

For the body with a sharp boundary the differentiation in (4) gives a Delta-function of normal coordinate, which leads to the appearance of surface integrals. Another way to transform VIE (4) is to transfer the differentiation from the coordinates of the observation point (without touch) to the coordinate of the point source

(touched). These methods are described in [6, 7]. The scalar multiplying VIE (4) on a vector function $\mathbf{F}^*$ and the integration over the volume lead

$$\Lambda(\mathbf{E}, \mathbf{F}) = \int_V \mathbf{F}^*(\mathbf{r}) (\tilde{k}^2 + \nabla \otimes \nabla) \int_V \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) (\varepsilon(\mathbf{r}') / \tilde{\varepsilon} - 1) \mathbf{E}(\mathbf{r}') d^3 r' d^3 r - \int_V \mathbf{E}(\mathbf{r}) \mathbf{F}^*(\mathbf{r}) d^3 r' \cdot \quad (5)$$

The stationary value of the functional (5) defines the DE as $\Phi(k_0, \mathbf{k}) = \Lambda(\mathbf{E}, \mathbf{F}) = 0$. Hence, expressing k_0 , we get the required form of DE. One can get the magnetic field VIE and the combined VIE. In particular, it is possible for this to use Maxwell equations. The functional (5) becomes quadratic, if $\mathbf{F} = \mathbf{E}$. Then convert the functional (5), shifting single differential operator ∇ in the tensor product on $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$, and the second differential operator ∇ to the function $\mathbf{F}^*$. In the first case we use $\nabla \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) = -\nabla' \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k})$. The result has the form: $\Lambda(\mathbf{E}, \mathbf{F}) = I_1 + \dots + I_5$ where we have introduced the integrals

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_V \int_S \nabla \cdot \mathbf{F}^*(\mathbf{r}) \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \chi(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}') d^2 r' d^3 r, \quad I_2 = - \int_S \int_S \mathbf{F}^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}) \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \chi(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}') d^2 r' d^2 r, \\ I_3 &= \int_S \int_S \mathbf{F}^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}) \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \nabla \cdot [\chi(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}')] d^2 r' d^2 r, \quad I_4 = - \int_V \int_V \nabla \cdot \mathbf{F}^*(\mathbf{r}) \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \nabla \cdot [\chi(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}')] d^3 r' d^3 r, \\ I_5 &= \tilde{k}^2 \int_V \int_V \mathbf{F}^*(\mathbf{r}) \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \chi(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}') d^3 r' d^3 r - \int_V \mathbf{E}(\mathbf{r}) \mathbf{F}^*(\mathbf{r}) d^3 r. \end{aligned}$$

Here $\chi(\mathbf{r}') = (\varepsilon(\mathbf{r}') / \tilde{\varepsilon} - 1)$. Note that when you use the Gauss formula in the emerging surface integrals, the coordinate value is taken as the limit of their pursuit of the inside surface, and the volume integrals are also used inside point. In all these points $\nabla' \cdot [\chi(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}')] = \chi \nabla' \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') = 0$, $\chi = (\varepsilon / \tilde{\varepsilon} - 1)$. Thus, we have DE

$$\begin{aligned} &\tilde{k}^2 \chi \int_V \int_V \mathbf{F}^*(\mathbf{r}) \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \mathbf{E}(\mathbf{r}') d^3 r' d^3 r - \int_V \mathbf{E}(\mathbf{r}) \mathbf{F}^*(\mathbf{r}) d^3 r - \\ &- \chi \oint_S \oint_S \mathbf{F}^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}) \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \mathbf{E}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}') d^2 r' d^2 r - \\ &- \chi \int_V \oint_S \nabla \cdot \mathbf{F}^*(\mathbf{r}) \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \mathbf{E}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}') d^2 r' d^3 r = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

The last integral vanishes if we choose the solenoidal weight functions: $\nabla \cdot \mathbf{F}^*(\mathbf{r}) = 0$ [8]. Last two integrals vanish if the weight function has a zero normal component on the surface. If we take the quadratic functional ($\mathbf{F} = \mathbf{E}$), then the last integral disappears, but the double surface integral remains. Obviously, VIE (4) can be written as

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \tilde{k}^2 \chi \int_V \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \mathbf{E}(\mathbf{r}') d^3 r' - \chi \oint_S \nabla \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \mathbf{E}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}') d^2 r'. \quad (7)$$

There are known the IDE $\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -ik_0 \nabla \times \int_V \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \chi(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}') d^3 r'$ and the singular VIE with the kernel $(\nabla \nabla \otimes + k_0^2 \hat{I}) \tilde{G}$ [7, 8]. The last is convenient because it does not have surface integrals, and the implementation of algorithms easier. The transformation of the hypersingular VIE (4) to such singular VIE is based on the selection around the point of observation δ -neighborhood, and ultimate transition $\delta \rightarrow 0$. The integral is understood as the main value of Cauchy (p.v.). On the basis of equations (8) and (9) it is also possible to formulate DE. The DE (7) we rewrite as

$$k_0^2 = \tilde{f}(k_0, \mathbf{k}) = \frac{\int_V |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 d^3 r + \chi \oint_S \oint_S \mathbf{E}^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}) \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \mathbf{E}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}') d^2 r' d^2 r}{\tilde{\epsilon} \chi \int_V \int_V \mathbf{E}^*(\mathbf{r}) \tilde{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', k_0, \mathbf{k}) \mathbf{E}(\mathbf{r}') d^3 r' d^3 r}. \quad (8)$$

This DE determines k_0^2 as the wave vector function, which is included in GF. However, it is also non-linear on k_0^2 which is included in GF.

3. The algorithm of DE solution

For the solution of DE (8) we apply the method of iterations [8]. The electric field must satisfy VIE (7). Use joint iteration for (7) and functional (8) [8]. We take the decomposition of the electric field satisfying $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ and $(\nabla^2 + \tilde{k}^2) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0$. The solution whether to seek in a cylindrical coordinate system connected with the center pin using harmonics

$$J_n(\rho \kappa_{nm}) \begin{pmatrix} \cos(k_{mz} z) \\ \sin(k_{mz} z) \end{pmatrix} \exp(in\varphi). \quad (10)$$

Here $k_{mz} = m\pi/l$, $\kappa_{nm} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon - k_{mz}^2}$. We use the classification of the modes as even and odd relative to the component E_z . Also we consider the lower dispersion branch, and even case with components E_ρ , E_φ , E_z . They satisfy the equation $\rho^{-1} \partial_\rho (\rho E_\rho) + \rho^{-1} \partial_\varphi E_\varphi + \partial_z E_z = 0$. To satisfy this in average we use

$$\frac{E_{\rho nm}}{E_{z nm}} = \alpha_{nm} = k_{mz} \int_0^{r_0} \rho J_n(\rho \kappa_{nm}) d\rho / \int_0^{r_0} [J_n(\rho \kappa_{nm}) + n J_n(\rho \kappa_{nm}) - \rho \kappa_{nm} J_{n+1}(\rho \kappa_{nm})] d\rho. \quad (11)$$

So, you only need to define the coefficients $E_{z nm}$. Further reduction of dimensionality may be related to the azimuthal-independent approach $N=0$, which works well for cubic PC with a small radius of the rods. The rough approximation is obtained for $M=1$. In this case we have only two unknown coefficient, but because of the uniformity of equations there is one. We rewrite equation (7) for the components. The last integral in (12) can be neglected. For the solution

of (7) we should project it on the basis functions (10). Enter multiindex $j=(n,m)$ and enter them in the signs of the coefficients, for example $E_{j\cdot}$. The corresponding vectors we write as e_ρ and e_z . Then the projection (7) have the form $Ae_\rho = Be_\rho$, and $Ce_z = De_z$ where the four matrices A, B, C, D are defined next. Hence we find $e_\rho = A^{-1}Be_\rho$, $e_z = C^{-1}De_z$, $e_\rho = \hat{\alpha}e_z$, and $\hat{\alpha}$ is diagonal matrix, defined by the relation (11). In the General case we specify a unit vector $\mathbf{k}_0$ that defines the direction of wave motion, and a complex value of the wave vector $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 k$, and then calculated according to the iterative formula $k^{(n+1)} = k^{(n)} - \tau_n [k_0^2 - \tilde{f}(k_0, \mathbf{k}_0 k^{(n)})]$.

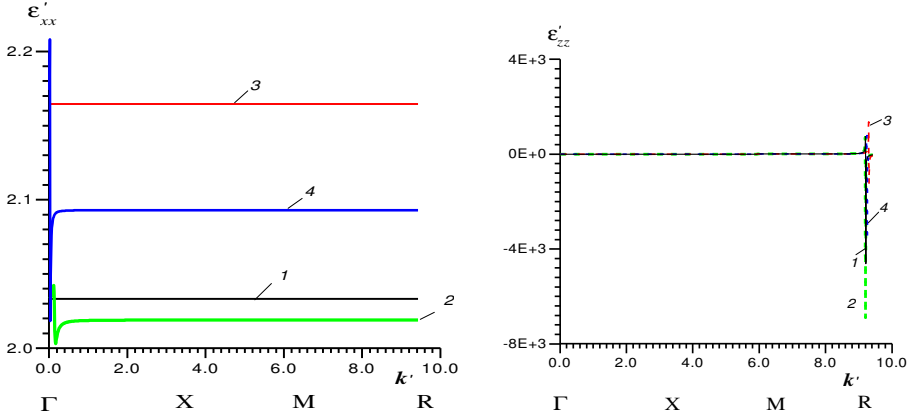


Fig. 1. Real (left) and (right) parts of ε_{xx} and ε_{zz} in homogeneous medium with $r_0/a=0.05$, $l/a=0.7$, $a=100$ nm (Cu pins, curves 1, 3) and $r_0/a=0.1$, $l/a=0.85$, $a=20$ nm (InSb pins, 2, 4).

Рис. 1. Реальная (слева) и отрицательная мнимая часть (справа) поперечной ДП эффективной гомогенной среды

4. Homogenization

In our case, the Fresnel equation for the extraordinary wave in our case of uniaxial cubic PC is $(k_x^2 + k_y^2)/\varepsilon_{zz} + k_z^2/\varepsilon_{xx} = k_0^2$. It is not enough to determine ε^{ef} . For this you can use the formula of mixing. By Maxwell-Garnett formula we have $\varepsilon_{xx} = \tilde{\varepsilon}(1 + 2\zeta)/(1 - \zeta)$, where $\zeta = \kappa(\varepsilon - \tilde{\varepsilon})/(\varepsilon + 2\tilde{\varepsilon})$, $\kappa = \pi_0^2 l / a^3$. Obviously, without dissipation $\varepsilon_{xx} > 0$ when $-1/2 < \zeta < 1$ and $\varepsilon_{xx} < 0$ for $\zeta < -1/2 < \zeta < 1$ or $1 < \zeta$. The HMM is realized for $\varepsilon_{xx} > 0$ if $k_z = k_0 \varepsilon_{xx}^{1/2}$. In this case $\varepsilon_{zz} < 0$. In general case we use the method of homogenization, based on the calculation of the contribution to polarization of electric and magnetic dipole moments: $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \tilde{\varepsilon} + \langle P_x \rangle / (\varepsilon_0 \langle E_x \rangle)$, $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{zz} = \tilde{\varepsilon} + \langle P_z \rangle / (\varepsilon_0 \langle E_z \rangle)$.

References

- [1] Guo Y., Newman W., Cortes C.L., Jacob Z. Applications of hyperbolic metamaterial substrates. *Advances in OptoElectronics*, 2012, vol. 2012, pp. 1-9.
- [2] Müller C., *Foundation of the mathematical theory of electromagnetic waves*. Springer-Verlag, Berlin, 1969. 368 pp.
- [3] Khizhnyak N.A. Integral'nye uravneniya makroskopicheskoi elektrodinamiki. Kiev, Naukova Dumka Publ., 1986. 279 p.
- [4] Davidovich M.V., Shilovskii P.A. Electrophysical properties of metallic wire photonic crystals. *Technical Physics*, 2012, vol. 57, no. 12, pp. 1687–1691.
- [5] Davidovich M.V., Nefedov I.S. Spatiotemporal dispersion and waveguide properties of 2D periodic metallic rod photonic crystals. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2014, vol. 118, no. 5, pp. 673-686.
- [6] Davidovich M.V. Photonic crystals: Green's functions, integro-differential equations, and simulation results. *Radiophysics and Quantum Electronics*, 2006, vol.49, no.2, pp. 134-146.
- [7] Davidovich M.V. Analiz struktur fotoniki i nanoplazmoniki metodom integral'nykh uravnenii. *Naukoemkie tekhnologii*, 2006, vol. 17, no. 5, pp. 8-18.
- [8] Davidovich M.V. *Iteratsionnye metody resheniya zadach elektrodinamiki* [Iteration methods of solution of electromagnetic problems]. Saratov, Saratov University Publ., 2014. 240 p.

Источники финансирования и выражение признательности

Работа частично поддержана грантом Российского научного фонда, проект №16-19-10033.

Список литературы

- [1] Guo Y., Newman W., Cortes C.L., Jacob Z. Applications of hyperbolic metamaterial substrates // *Advances in OptoElectronics*. 2012. Т. 2012. С. 1-9.
- [2] Müller C. *Foundation of the mathematical theory of electromagnetic waves*. Berlin: Springer-Verlag , 1969. 368 с.
- [3] Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев: Наукова думка, 1986. 279 с.
- [4] Davidovich M.V., Shilovskii P.A. Calculation of the Band Diagrams of Metallic Wire Photonic Crystals // *Technical Physics*. 2012. Т. 57. № 12. С. 1687–1691.
- [5] Davidovich M.V., Nefedov I.S. Spatiotemporal dispersion and waveguide properties of 2D periodic metallic rod photonic crystals // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2014. Т. 118. №. 5. С. 673-686.
- [6] Davidovich M.V. Photonic crystals: Green's functions, integro-differential equations, and simulation results // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2006. Т. 49. №.2. С. 134-146.
- [7] Давидович М.В. Анализ структур фотоники и наноплазмоники методом интегральных уравнений // *Наукоемкие технологии*. 2016. Т. 17. № 5. С. 8-18.
- [8] Давидович М.В. Итерационные методы решения задач электродинамики Саратов, Изд-во Саратов. ун-та, 2014. 240 с.

Investigation of coupled magnonic crystals structure by Brillouin spectroscopy

Morozova M.A., Romanenko D.V., Matveev O.V., Sharaevskii Yu.P.

Saratov State University n.a. N.G. Chernyshevsky

Saratov, 410012, Russian Federation

olvmatveev@gmail.com

Abstract: In this paper we study the structure of two coupled magnonic crystals (MC-MC) by technique of the Brillouin light scattering (BLS). The structure of MC-MC was considered as a four-port device with one input port and three output ports. Depending on the power of the input signal, most of output power is on one of three output ports. The obtained experimental results have a qualitative correspondence with the developed mathematical model. The structure of MC-MC can be used as the basis for devices of nonlinear coupling, noise suppression and limiting of signals of a certain power.

Keywords: method of coupled modes, magnonic crystal, nonlinear directional coupler, Brillouin spectroscopy

Исследование структуры связанных магнонных кристаллов методом бриллюэновской спектроскопии

Морозова М.А., Романенко Д.В., Матвеев О.В., Шараевский Ю.П.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

г. Саратов, 410012, Российская Федерация

olvmatveev@gmail.com

Аннотация: В настоящей работе исследуется структура двух связанных магнонных кристаллов (МК-МК) с помощью методики бриллюэновского рассеяния света (БЛС). Структура МК-МК рассматривалась как четырехпортовое устройство с одним входным портом и тремя выходными. В зависимости от мощности входного сигнала большая часть сигнала оказывается на одном из трех выходных портов. Полученные экспериментальные результаты имеют качественное соответствие с разработанной математической моделью. Структура МК-МК может быть положена в основу устройств нелинейного ответвления, шумоподавления и ограничения сигналов определенной мощности.

Ключевые слова: метод связанных мод, магнонный кристалл, нелинейный направленный ответвитель, бриллюэновская спектроскопия.

1. Введение

Магنونные кристаллы - периодические структуры, образованные на поверхности ферромагнитных пленок, ввиду наличия брэгговских запрещенных зон в спектре волн, распространяющихся в них, активно исследуются на предмет возможности использования в СВЧ фильтрах, линиях задержки, резонаторах и т.д. [1,2] Использование связи существенно расширяет функциональные возможности устройств на базе магنونных кристаллов. В таком случае происходит перераспределение энергии между слоями, и связанные структуры могут рассматриваться как устройства со множеством выходов. Ряд нелинейных эффектов, таких как подавление линейной перекачки и нелинейный сдвиг запрещенной зоны позволяет рассматривать волноведущую структуру на основе МК в качестве нелинейного ответвителя и усилителя отношения сигнал/шум [3].

В настоящей работе проводилось экспериментальное исследование структуры связанных магنونных кристаллов с помощью бриллюэновской спектроскопии [4,5]. Такой метод позволяет получить распределение интенсивности спиновой волны в плоскости плёнки и более подробно исследовать механизм распространения спиновых волн в структуре.

2. Модель и основные уравнения

Для экспериментального исследования использовались макеты, выполненные на основе плёнок железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной $d = 12$ мкм и намагниченностью насыщения $M_0 = 1750$ Гс (см. рис. 1). Плёнка выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) толщиной 0.5 мм. На поверхности плёнок создавалась периодическая система канавок с периодом $L = 200$ мкм, шириной канавки $a_1 = 0.1$ мм, глубиной канавки $\Delta d = 1$ мкм. Полученный таким образом МК имел прямоугольную форму: ширина МК 2 мм, длина 13 мм. Для формирования структуры связанных магنونных кристаллов на поверхности описанного МК располагалась диэлектрическая слюдяная пластина толщиной $D = 50$ мкм, длиной 5 мм, шириной 3 мм. На диэлектрической пластине размещался второй МК с такой же системой канавок. Длина второго МК была меньше длины первого МК и равнялась

4 мм. Так, что область перекрытия первого МК и второго МК составила 4 мм или 20 периодов МК.

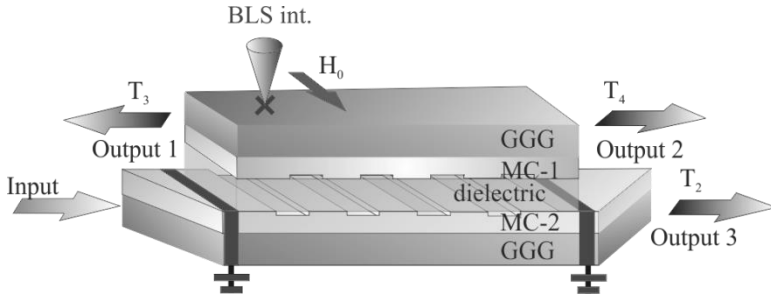


Рис. 1. Схема связанной структуры МК-МК.
Fig. 1. Scheme of MC-MC coupled structure.

Полученная структура размещалась на макете линии задержки с микрополосковыми антеннами шириной 30 мкм, расположенными на расстоянии 4 мм. Внешнее магнитного поле $H_0 = 785$ Э ориентировалось вдоль микрополосковых антенн параллельно поверхности структуры. В этой конфигурации в структуре возбуждались поверхностные МСВ.

Структура помещается в систему пространственного позиционирования, которая обеспечивает сканирование поверхности структуры сфокусированным лазерным пучком. При возбуждении структуры сигнал подавался на вход МК 1. Возбуждение проводилось импульсами длительностью 120 нс через каждые 100 нс. Длительность импульсов выбиралась минимальной, чтобы избежать термического нагрева плёнки. Частота входного сигнала выбиралась в центре первой брэгговской запрещенной зоны.

3. Сравнение результатов численного и экспериментального исследования

На рис. 2 приведена картина интенсивности рассеянного света в плоскости МК 2 (в который сигнал не подавался). На рис. 2а при малой мощности входного сигнала $P_0 = 6$ dBm видно, что сигнал затухает вдоль направления распространения. При увеличении мощности входного сиг-

нала $P_0 = 20$ dBm на рис. 2б видна картина чередующих максимумов и минимумов, что свидетельствует о периодической перекачке мощности между слоями. При дальнейшем увеличении входного сигнала $P_0 = 36$ dBm периодическая перекачка мощности пропадает, как видно из рис. 2в. Таким образом, перекачка сигнала между слоями наблюдается только в некотором диапазоне мощностей.

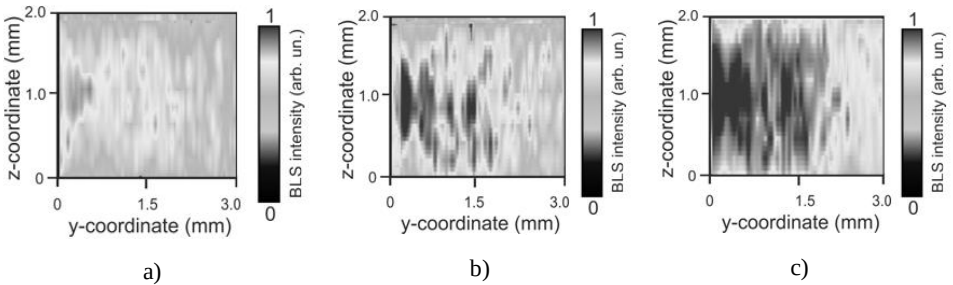


Рис. 2. Распределение интенсивности рассеянного свете в плоскости МК 2 при мощности входного сигнала (а) +6dbm, (b) +20 dbm (с) +36 dbm на частоте в запрещенной зоне

Fig. 2. The distribution of intensity of scattered light in plane MC 2 at power of input signal (a) + 6dbm, (b) +20 dbm (c) +36 dbm at frequency in Bragg bandgap

Далее на карте в линейном режиме (рис. 2а) выбиралось сечение, отвечающее длине линейной перекачки $S = 3L_{\text{lin}} / 2$ в максимуме сигнала в МК 2. В выбранном сечении рассчитывались коэффициенты передачи (пропускания и отражения) МК 1 и МК 2 по следующим формулам:

$$T_{1,2} = P_{1,2} / P_0 \quad (1)$$

где $P_0 = \int_0^w I(0, z) dz$, I_0 - интенсивность БЛС сигнала (которая соответствует мощности входного сигнала) на входе в МК 1 при $y = 0$.

$$R_2 = P_{0_2} / P_0 \quad (2)$$

где $P_{0_2} = \int_0^W I_2(0, z) dz$.

На рис. 3 приведены результаты экспериментального и теоретического исследования [3] коэффициентов пропускания и отражения структуры при увеличении мощности входного сигнала на частоте, соответствующей центру запрещенной. Видно хорошее качественное совпадение полученных результатов. Передаточная характеристика 1 порта отвечает устройству шумоподавления, характеристики 2 и 3 портов – устройствам выделения малой и средней мощности, соответственно.

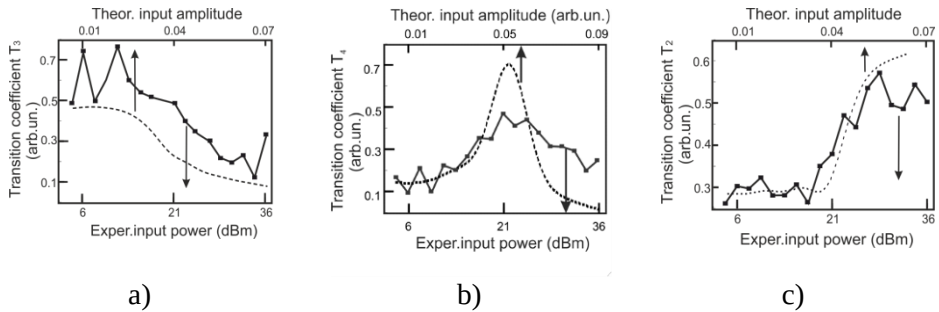


Рис. 3. Экспериментальная (сплошные) и теоретическая (штриховые линии) зависимости коэффициентов пропускания для (а) порта 1, (б) порта 2, (с) порта 3 от мощности входного сигнала

Fig. 3. Experimental (solid) and theoretical (dashed) transfer characteristics of (a) output 1, (b) output 2, (c) output 3.

4. Заключение

В работе проведено экспериментальное исследование структуры двух связанных магнитных кристаллов методом бриллюэновской спектроскопии. Получено хорошее качественное соответствие с выводами волновой модели. Таким образом, при выборе определенной длины структуры имеется возможность создания на базе структуры МК-МК нелинейного направленного ответвителя СВЧ-сигналов, в котором в зависимости от амплитуды входной сигнал передается на различные выходные порты структуры. На базе этой же структуры возможна реализация функций вы-

деления сигнала определенной мощности, ограничения мощности и шумоподавления.

Источники финансирования и выражение признательности

Изготовление макетов и экспериментальные исследования выполнены при поддержке РФФ № 16-19-10283. Отладка измерительного оборудования Бриллюэновской спектроскопии проведена при поддержке РФФИ № 15-07-05901.

Список литературы

- [1] Krawczyk M., Grundler D. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure // *J.Phys.:Condens.Matter*. 2014. Vol. 26, P. 123202.
- [2] Serga, A. A., Chumak, A. V., Hillebrands, B. YIG magnonics // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. Vol. 43, P. 264002.
- [3] Морозова М.А., Матвеев О.В., Шараевский Ю.П. Распространение импульсов в нелинейной системе на основе связанных магнанных кристаллов // *ФТТ*. 2016. Т.58, С. 1899.
- [4] Camley R.E., Mills D.L. Theory of light scattering by spin waves // *Journal of Applied Physics*. 1979. Vol. 50, P. 7779. 29.
- [5] Demokritov S., Hillebrands B., Slavin A. Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement // *Physics Reports. Amsterdam: North-Holland Pub. Co.*. 2001. Vol. 348, P. 441.

References

- [1] Krawczyk M., Grundler D. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure // *J.Phys.:Condens.Matter*. 2014. Vol. 26, P. 123202.
- [2] Serga, A. A., Chumak, A. V., Hillebrands, B. YIG magnonics // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. Vol. 43, P. 264002.
- [3] Morozova M. A., Matveev O. V., Sharaevskii Yu. P. Pulse propagation in a nonlinear system on the basis of coupled magnonic crystals // *Physics of the Solid State*. 2016. Vol. 58, P. 1967.
- [4] Camley R.E., Mills D.L. Theory of light scattering by spin waves // *Journal of Applied Physics*. 1979. Vol. 50, P. 7779. 29.
- [5] Demokritov S., Hillebrands B., Slavin A. Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement // *Physics Reports. Amsterdam: North-Holland Pub. Co.*. 2001. Vol. 348, P. 441.

Acknowledgements

Development of theoretical model was conducted in the framework of project the Russian Science Foundation №16-19-10283-ofi-m, numerical calculations was conducted in the framework of project of the Russian Foundation for Basic Research № 15-07-05901 – a.

Импульсный преобразователь напряжения, buck-топология: пути повышения технологичности

Никитин Д.А.¹, Прозоров А.М.², Букрин И.В.¹

¹ ФГАОУ ВО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»
г. Екатеринбург, 620002, Российская Федерация
nikoradist@gmail.com

² ФГАОУ ВО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»
г. Екатеринбург, 620002, Российская Федерация
prozanton@gmail.com

Аннотация: Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований возможностей сохранения характеристик buck-топологии при уменьшении себестоимости конструкции, за счет применения дискретных компонентов и преобразования энергии на меньших частотах переключения силового ключа. Рассмотрены способы повышения КПД преобразователя и уменьшения пульсаций выходного напряжения.

Ключевые слова: buck-топология, DC/DC без гальванической развязки, low cost dc/dc.

1. Введение

Бюджетные преобразователи напряжения нужны во все времена. Цель исследования – построить DC/DC без гальванической развязки с высоким КПД на распространенных компонентах.

2. Принцип работы

Преобразователь напряжения построен по buck-топологии: силовой ключ открывается, начинает нарастать ток через индуктивность, выходной конденсатор и через нагрузку. Далее ключ закрывается, и ток, текущий через индуктивность начинает падать, продолжая течь через выходной конденсатор и через нагрузку.

Если опустить из рассмотрения переходные процессы, получим, что при открытом ключе напряжение на выходном конденсаторе и на нагрузке увеличивается, при закрытом — падает. Чем больше емкость конденсатора, индуктивность дросселя или частота — тем меньше амплитуда пульсаций напряжения на нагрузке[2]. При проектировании подобных схем обычно сталкиваются с необходимостью компромисса между уровнем

пульсаций, стоимостью компонентов и размерами преобразователя напряжения.

3. Практические результаты

Исходными условиями было спроектировать максимально дешевый преобразователь напряжения, стабилизирующий на выходе напряжение из диапазона 11.8..12.8В с током нагрузки до 100мА при входных напряжениях от 12.8 до 60В, амплитудой пульсаций менее 40мВ, занимающий на печатной плате не более 6см².

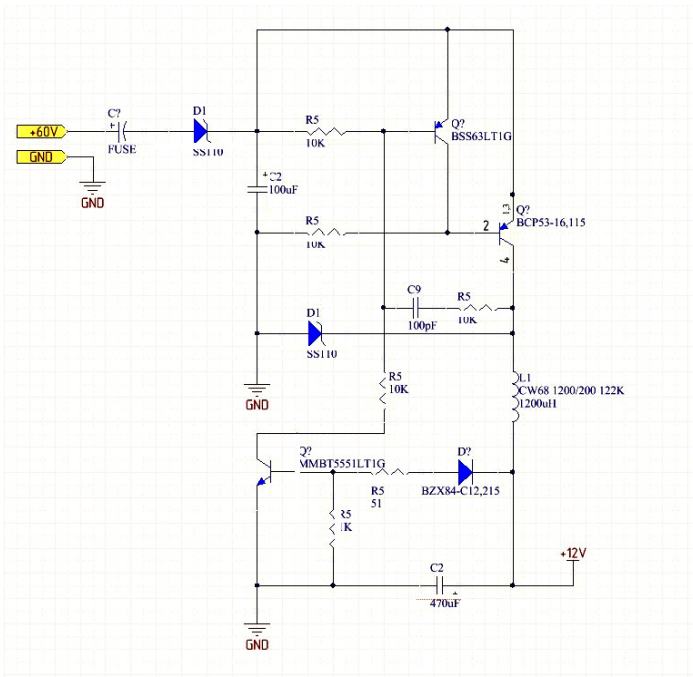


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема преобразователя

В качестве ключевого элемента был выбран биполярный транзистор ВСР53-16 благодаря его более низкой в сравнении с полевыми транзисторами цене (рис.1). [1,4]

Схема работает следующим образом: при подаче питания напряжение на выходе схемы напряжение равно нулю, конденсатор С3 разряжен; стабилитрон D2 и, соответственно, транзистор VT3 – закрыты; транзистор

VT1 тоже закрыт, VT2 открывается, ток через L1 начинает нарастать, напряжение на выходном конденсаторе и в нагрузке растет.

В момент, когда напряжение на выходном конденсаторе достигнет напряжения лавинного пробоя стабилитрона $D2 + 0.7V$, открывается транзистор VT3, начинается открытие VT1, а VT2 начинает закрываться. Напряжение на коллекторе VT2 начинает падать, что через заряжающийся через резистор R3 конденсатор C2 ускоряет открытие VT1 и закрытие VT2. Напряжение на выходном конденсаторе начинает падать, закрывается стабилитрон D2 и транзистор VT3. [3] Ток, падая, течет через индуктивность, нагрузку и диод D1. VT1 остается открытым до тех пор, пока ток заряда конденсатора C2 не упадет до порогового значения. VT1 начинает закрываться, VT2 – открываться, напряжение на коллекторе VT2 растет, C2 начинает разряжаться и ускоряет закрытие VT1, ускоряя открытие VT2. Далее все циклически повторяется. От номиналов R3 и C2 зависит максимальная частота переключений VT2.

4. Заключение

Таким образом, цель достигнута, преобразователь используется как составная часть схемы питания других изделий. Технологичность конструкции высокая: в схеме нет редких или заказных компонентов.

Список литературы

- [1] Самоделов А., Игнатов С. Источники питания с цифровым управлением // ООО "Медиа КиТ". 2012. № 35. С. 53-54.
- [2] Битюков В.К., Иванов А.А., Михневич Н.Г., Петров В.А. измерение коэффициента подавления пульсаций входного напряжения микросхемами линейных понижающих стабилизаторов инновации на основе информационных и коммуникационных // Московский институт электроники и математики НИУ ВШЭ. 2015. № 13. С. 12-26.
- [3] Резников С., Бочаров В., Харченко И., Ермилов Ю., Лавринович А. Импульсные вторичные источники питания с повышенным качеством входных и выходных токов // ООО "Медиа КиТ". 2013. № 41. С. 74-80.
- [4] Безверхний И. Микросхемы фирмы linear technology для импульсных стабилизаторов напряжения компоненты и технологии // Файнстрит. 2005. № 52. С. 122-126.
- [5] Самарин А., Горьков С. Серия Superswitcher II высокоточных dc/dc-преобразователей компоненты и технологии // Файнстрит. 2012. № 11. С. 46-49.

Влияние спин-поляризованного тока на формирование запрещенных зон в слоистой структуре на основе магнетонных кристаллах

¹Морозова М.А., ^{1,2}Шараевская А.Ю.

¹Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
г. Саратов, 410012, Российская Федерация

²ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН
г. Москва, 125009, Российская Федерация
annasharik2@gmail.com

Аннотация: В докладе приведены результаты исследования слоистых и периодических структур со слоем платины и влияние спин-поляризованного тока, протекающего в платине на формирование запрещённых зон. Показано, что изменяя величину спинового тока в платине можно электрически управлять параметрами запрещенных зон в спектре спиновых волн, распространяющихся в магнетонном кристалле.

Ключевые слова: магнетонный кристалл, запрещенная зона, спин-поляризованный ток.

1. Введение

Спиновые волны, распространяющиеся в ферромагнитных плёнках обладают рядом существенных преимуществ перед другими типами волн в твердых телах, среди которых можно особенно отметить следующие: они легко возбуждаются и принимаются практически во всем СВЧ диапазоне; характеристики МСВ зависят от величины и направления внешнего магнитного поля; обладают сильной дисперсией, дисперсионные характеристики МСВ зависят от внешних условий (металлические экраны, периодические границы и т.д.), обладают большим замедлением (10^3 и более); нелинейные эффекты, возникающие при распространении интенсивных МСВ, начинают проявляться уже при относительно малых уровнях мощности ($\sim$ мкВт) и т.д. Однако, большие сложности при применении спиновых волн на практике связаны с наличием затухания. Одним из способов справиться с затуханием спиновых волн является их усиление спиновым током [1-7]. В частности, для реализации такого усиления предлагается использовать структуры на основе плёнок железо-иттриевого гранта (ЖИГ) и слоя платины (Pt) [2,6,7]. Так же, в настоящее время большой ин-

терес вызывают периодические структуры, созданные на основе ферромагнитных пленок, - магнотонные кристаллы (МК) [8-10]. В таких кристаллах распространяются спиновые волны (магноны). В отличие от фотонных кристаллов, которые используются в оптических системах [11], МК представляют интерес для использования в микроволновом диапазоне длин волн. Наличие пространственного периода в таких кристаллах приводит к возникновению в спектре спиновых волн запрещенных зон для волновых чисел, удовлетворяющих условию брэгговского резонанса [12].

Схема таких структур показана на рис.1 (а, б). Внешнее магнитное поле приложено касательно к поверхности структуры (рис.1а), так что в направлении противоположном оси y распространяются поверхностные магнитостатические волны (ПМСВ). На поверхности ферромагнитной плёнки располагается слой платины. К платине прикладывается напряжение V , в результате по платине течет электрический ток. Спин Холл эффект проявляется в том, что в направлении перпендикулярном току (в направлении оси z) происходит разделение электронов с противоположными направлениями спинов.

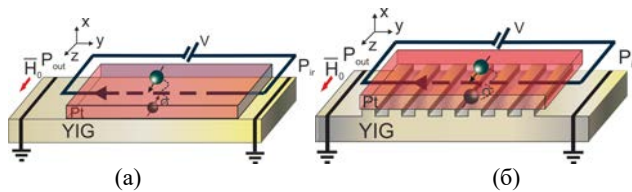


Рис. 1 Схема исследуемой структуры (а) однородная ферромагнитная плёнка-платина, (б) магнотонный кристалл – платина.

В работе рассматривается возможность управления запрещенной зоной в магнотонном кристалле с помощью спин-поляризованного тока в платине. Исследуемая структура показана на рис. 1б. На поверхности ферромагнитной плёнки создана периодическая структура с периодом L в виде канавок глубиной Δd , шириной a . Таким образом, ферромагнитная плёнка представляет собой магнотонный кристалл. Над магнотонным кристаллом сверху располагается слой платины, к которому прикладывается напряжение V . Процесс усиления или ослабления магнитостатической волны спиновым током аналогичен описанному выше.

2. Исследуемая модель

Для описания поведения намагниченности в ферромагнитной пленке под действием спинового тока в платине используется уравнение Ландау-Лифшица-Гилберта с членом Слончевского [3,4,13]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} + C \frac{\gamma J_s}{M_s d} (\vec{M} \times \vec{\sigma} \times \vec{M}) \quad (1)$$

где $\vec{H}_{eff}$ - эффективное магнитное поле в ферромагнетике, d – толщина пленки ферромагнетика, M_s – намагниченность насыщения ферромагнетика, C - феноменологический коэффициент, который описывает свойства интерфейса ферромагнитная плёнка – платина, например, проводимость спинов через интерфейс, J_s - плотность спинового тока в платине, которая определяется соотношением

На рис. 2 приведено решение полученного дисперсионного соотношения для ПМСВ [14] в ферромагнитной плёнке с учётом влияния спинового тока в платине со следующими параметрами $H_0=800$ Эрст, $M_{0z}=140$ Гс, $d=10$ мкм при разной величине β (β - параметр, определяющий напряжение приложенное к платине). На рис.2 приведены действительные части волнового числа k (синие сплошные кривые) и мнимые части волнового числа (красные сплошные кривые). Видно, что в отсутствие спинового тока $\beta=0$, как показано на рис. 2а, мнимая часть волнового числа равно 0, волновое число чисто действительное, волна распространяется без затухания и усиления. В случае $\beta \neq 0$ $\text{Im}(k) \neq 0$ и $\text{Im}(k)$ увеличивается с ростом β (см. рис. 2б).

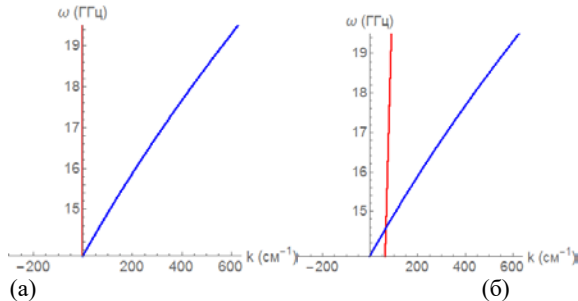


Рис. 2 Дисперсионные характеристики ПМСВ в структуре ферромагнитная плёнка-платина при разных значениях параметра β и разных направлениях спинов на границе ферромагнитная плёнка-платина (а) $\beta = 0.0$ (б) $\beta = 0.7$.

Рассмотрим теперь периодическую структуру, показанную на рис.1б. В этом случае толщина плёнки является периодической величиной, зависящей от продольной координаты. На рис. 3 приведено решение полученного дисперсионного соотношения при разной величине параметра β .

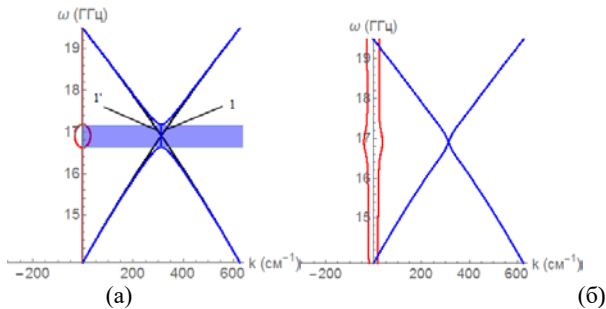


Рис. 3 Дисперсионные характеристики ПМСВ в структуре магнотонный кристалл-платина при разных значениях параметра β : (а) $\beta = 0.0$, (б) $\beta = 0.2$.

Результаты расчета при $\beta = 0$, что соответствует отсутствию спинового тока, показаны на рис. 3а. В этом случае за счёт взаимодействия прямой волны (черная линия 1) и встречной волны (черная линия 1') на частоте первого брэгговского резонанса формируется запрещенная зона (показана заливкой) – область частот на которых ПМСВ затухает и $\text{Im}(k) \neq 0$. При $\beta \neq 0$ $\text{Im}(k) \neq 0$ во всей полосе частот, как видно из рис. 3б. Причем $\text{Im}(k)$

положительна для прямой волны, что соответствует усилению прямой волны, и отрицательна для отраженной волны, что соответствует ослаблению встречной волны.

3. Заключение

Таким образом, в работе построена теоретическая модель, описывающая прохождения СВЧ сигналов через периодические ферромагнитные структуры – магнитные кристаллы, управляемых спин-поляризованным током. Проведено численное исследование влияния величины спин-поляризованного тока на формирование запрещенных зон в структуре ферромагнитная плёнка - платина. Показано, что при увеличении спин – поляризованного тока запрещенная зона в спектре ПМСВ пропадает. Таким образом, прикладывая напряжение к платине можно электрически управлять наличием запрещенной зоны в спектре спиновых волн, распространяющихся в магнитном кристалле. Такую слоистую периодическую структуру с двойным управлением (электрическим и магнитным) можно рассматривать как элемент спин-волновой логики.

Источники финансирования и выражение признательности

Построение теоретической модели проведено при поддержке гранта РФН № 16-19-10283. Проведение численных расчётов проведена при поддержке РФФИ № [15-07-05901](#).

Список литературы

- [1] G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves* /CRC Press, New York, 1996.
- [2] Zihui Wang, Yiyang Sun, Mingzhong Wu, Vasil Tiberkevich, and Andrei Slavin // PRL, 107, 2011, 146602.
- [3] K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, and E. Saitoh // PRL, 101, 2008, 036601.
- [4] Luqiao Liu, Takahiro Moriyama, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman // PRL, 106, 2011, 036601.
- [5] P. Pirro, T. Bracher, A. V. Chumak, B. Lagel, C. Dubs, O. Surzhenko, P. Gornert, B. Leven, and B. Hillebrands // APL 104, 2014, 012402.
- [6] V. E. Demidov, S. Urazhdin, E. R. J. Edwards, and S. O. Demokritov // APL, 99, 2011, 172501.
- [7] E. Padro'n-Hernandez, A. Azevedo, and S. M. Rezende // APL, 99, 2011, 192511.
- [8] M. Krawczyk and D. Grundler // J. Phys. D, 26, 2014, 123202.
- [9] S.A. Nikitov, Ph. Tailhades, C.S. Tsai // JMMM, 236, 3, 2001, 320-330.
- [10] V.V. Kruglyak, S. O. Demokritov and D. Grundler // Journal of Physics D, 43, 2010, 264001.
- [11] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings* / San Diego, USA: Acad. Press., 1999.
- [12] D. Marcuse *Light transmission optics* / Van Nostrand Reinhold Company. New York.1972.
- [13] J.C. Slonchewski // JMMM, 159, 1996, L1-L7.
- [14] А. В. Вашковский, В. С. Стальмахов, Ю. П. Шараевский. Магнитостатические волны в электронике СВЧ/ Изд-во Саратов. ун-та, Саратов, 1993, 316 с.

Акустоэлектронный нанобиосенсор

¹Анисимкин В.И., ²Дагесян С.А., ¹Колесов В.В., ¹Кузнецова И.Е.,
³Ткачев С.В., ²Солдатов Е.С.

¹ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва

² Moscow State University, Physics Department, Moscow, Russia

³ Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry of RAS, Moscow, Russia
esold@phys.msu.ru

Аннотация: Использование методов акустоэлектроники и интеграция нанобиосенсоров с акустическими линиями задержки в рамках планарных технологий дают возможность создания акустобионанoeлектронных датчиков с повышенной чувствительностью и селективностью. В работе разработан акустоэлектрический чип-сенсор на основе монокристаллической пластины ниобата лития толщиной 0.35 мм с системой встречно-штыревых преобразователей (ВШП) для возбуждения соответствующей акустической волны, который вставляется в чип-холдер со стандартным разъемом ножевого типа. Для создания планарной наноструктуры нанoeлектронного трансдьюсера использовалась технология стандартной фотолитографии, различных фоторезистов и реактивного ионного травления и магнетронного напыления. Область размером 80x80 микрон в центре чипа служила для формирования электронной наноструктуры, которая является прообразом нанoeлектронного трансдьюсера. В полученных наноструктурах могут быть сформированы нанозоры для иммобилизации молекул белков-ферментов и создании селективных молекулярных биосенсоров.

Ключевые слова: нанобиосенсоры, наноструктуры, акустоэлектронные датчики, пьезоэлектрические пластины, нанотехнология, электронная литография.

1. Введение

Использование методов акустоэлектроники и интеграция нанобиосенсоров с акустическими линиями задержки в рамках планарных технологий дают возможность создания акустобионанoeлектронных датчиков с повышенной чувствительностью и селективностью. Применение этих устройств для регистрации биоспецифических взаимодействий, для детекции различных биологических объектов, как немодифицированных, так и капсулированных наночастицами различного типа (металлическими, магнитными) позволит создать устройства для экспресс-анализа биологических жидкостей малого объема, решить вопросы детекции микробных клеток и

проводить мониторинг их чувствительности к различным антибиотикам [1].

Известно, что все биосенсоры содержат два основных функциональных блока: биоселективный элемент, использующий различные биологические структуры, и физический преобразователь (трансдьюсер), трансформирующий концентрационную зависимость в электронный сигнал. Следует отметить, что биосенсоры в своем большинстве гораздо более избирательны, чем обычные химические сенсоры. Используя современные достижения биотехнологии и нанoeлектроники, можно разрабатывать новые оригинальные нанoeлектронные приборы для биомедицинских технологий дистанционного контроля.

В качестве одного из наиболее распространенных модельных биокатализаторов в биосенсорном анализе используются белки-ферменты из семейства оксидаз и пероксидаз, которые являются высокоселективными ферментами с достаточно детально изученными характеристиками [4]. В настоящее время наряду с теоретическими и экспериментальными лабораторными исследованиями и разработками активно происходит практическое внедрение сенсорной/биосенсорной технологии [5]. Так, биосенсоры успешно используются для мониторинга объектов окружающей среды, позволяя выполнять быструю оценку наличия вредных веществ- пестицидов, поверхностно активных соединений, опасных микроорганизмов, индекса БПК (биологического потребления кислорода, являющегося индикатором легко окисляемой органики), используются для решения вопросов о качестве пищевых продуктов и воды, применяются в сельском хозяйстве. Пока же основное их практическое применение - медицинское. Интересными и важными являются сведения о возможности использования биосенсоров для выполнения процедуры секвенирования ДНК [6].

Основной целью работы является создание и исследование гибридных акустонанобиоелектронных датчиков на различных типах акустических волн (волн в пластинах, объемных волнах и т.д.). Созданные датчики будут апробированы при проведении исследований динамики образования биогенных наночастиц в биологических растворах, динамики взаимодействия микробных клеток с антибиотиками, а также мониторинге биоспецифических реакций. На основании разработанных терминальных сенсорных устройств могут быть реализованы информационные системы для определения характера и степени загрязнения окружающей среды.

2. Разработка структуры встречно-штыревых преобразователей для акустоэлектронного чип-сенсора

Для разработки топологии встречно-штыревых преобразователей для акустоэлектронного чип-сенсора и изготовления соответствующих фотошаблонов необходимо определить фазовую скорость акустических волн. Для этого была решена граничная задача [2]. В результате были определены фазовая скорость волн в выбранной пластине и их структура.

Акустоэлектронные линии задержки были рассчитаны для антисимметричной (A_0) и симметричной (S_0) волн Лэмба и волны с поперечно-горизонтальной поляризацией (SH_0) нулевого порядка, распространяющихся в ниобате лития. Были выбраны следующие кристаллографические ориентации для A_0 волны - 128YX, для S_0 волны -Y-X+50, для SH_0 волны-YX. Выбранные направления распространения волн характеризуются наибольшим коэффициентом электромеханической связи волны (k^2) и одно-модовым режимом возбуждения [2].

На основании полученных данных рассчитывался длина волны (λ) и толщина штырей (d) соответствующих ВШП. Толщина пластины составляла 350 мкм. Частота акустической волны лежала в диапазоне 3.5-5 МГц. Полученные данные приведены в табл.1.

В качестве примера на рис.1 представлены топологии фотошаблонов для акустоэлектронных чип-сенсоров на основе SH_0 волны в YX пластине ниобата лития.

Табл. 1. Расчетные параметры акустоэлектронных чип-сенсоров для пластины ниобата лития

Тип волны, распростран.	направл.	f, МГц	V, м/с	h/λ	k^2 , %	λ , мм	d, мм
S_0 , Y-X+50 ⁰		4.3	6811	0.24	11	1.546	0.399
SH_0 , Y-X		3.65	4438	0.3	21	1.214	0.286

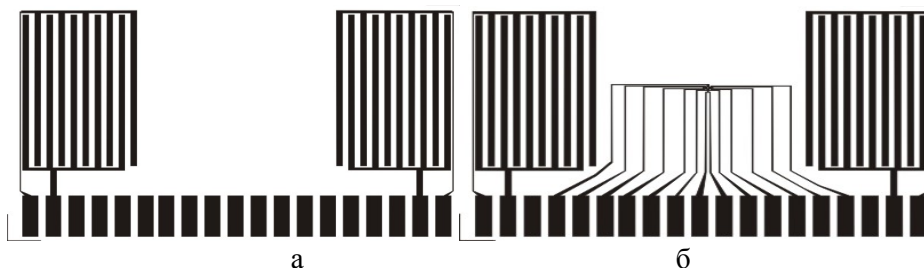


Рис. 1. Фотошаблон акустоэлектрического чип-сенсора на основе монокристаллической пластины ниобата лития (размеры чипа 18x12 мм)

3. Разработка акустоэлектрического чип-сенсора

На рис.2 приведены отклики реализованных линий задержки для направлений распространения волн X (а) и $X+50^0$ (б) пластины Y среза ниобата лития с толщиной 350 мкм.

Экспериментальные значения скоростей возбуждаемых акустических волн составили 2.5 ± 0.2 км/с, 6.4 ± 0 км/с, 7.1 ± 0.1 км/с, 9.7 ± 0.1 км/с и 10.2 ± 0.4 км/с для YX и 5.0 ± 0.3 км/с, 5.8 ± 0.3 км/с, 6.9 ± 0.3 км/с, 9.5 ± 0.2 км/с и 10.8 ± 0 км/с для Y-X+ 50^0 пластины ниобата лития.

Для создания планарной наноструктуры нанoeлектронного транзьюсера использовались технология стандартной электронной нанолитографии в растровом электронном микроскопе Carl Zeiss SUPRA 40 с литографической системой Raith ElphyQuantum, технология реактивного ионного травления в установке Alcatel RDE-300 с диагностическим комплексом Multisem-400 и технология магнетронного напыления в установке Leybold Heraus Z-400. Область размером 80x80 микрон в центре чипа служила для формирования наноструктуры, которая является прообразом нанoeлектронного транзьюсера (Рис. 3). Засветка электронного фоторезиста в этой области проводилась электронным лучом в растровом электронном микроскопе Carl Zeiss SUPRA 40 с литографической системой Raith ElphyQuantum.

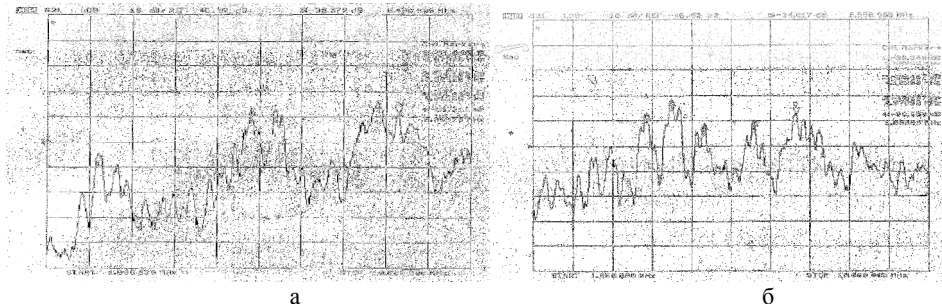


Рис. 2. Акустические отклики линий задержки для направлений распространения волн X (а) и $X+50^0$ (б) пластины Y среза ниобата лития

В полученных наноструктурах могут быть сформированы нанозазоры для иммобилизации отдельных молекул белков-ферментов и создании селективных молекулярных биосенсоров [3].

На следующих этапах работы планируется сравнение параметров линий задержки с размещенной на пути акустической волны наноструктурой и без нее. Планируется также исследовать возможность концентрирования акустического поля в области размещения наноструктуры.

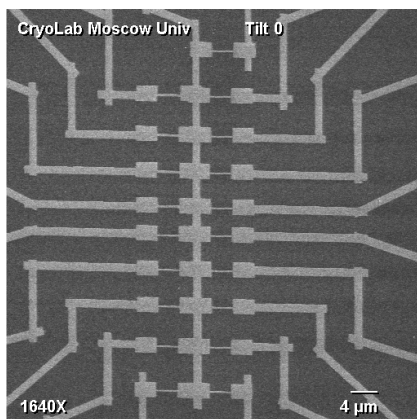


Рис. 3. Фотография в РЭМ центральной субмикронной части чип-сенсора, на которой видна структура нанопроводных электродов

3. Заключение

В работе разработан акустоэлектрический чип-сенсор на основе монокристаллической пластины ниобата лития толщиной 0.35 мм с системой встречно-штыревых преобразователей (ВШП) для возбуждения соответствующей акустической волны, который вставляется в чип-холдер со стандартным разъемом ножевого типа. Для создания планарной наноструктуры нанoeлектронного трансдюсера использовалась технология стандартной литографии, различных фоторезистов и реактивного ионного травления. Область размером 80x80 микрон в центре чипа служила для формирования наноструктуры, которая является прообразом нанoeлектронного трансдюсера. В полученных наноструктурах могут быть сформированы нанозоры для иммобилизации отдельных молекул белков-ферментов и создании селективных молекулярных биосенсоров

Источники финансирования и выражение признательности

Доклад подготовлен по итогам исследования, проведенного в рамках проектов Российского фонда фундаментальных исследований гранта РФФИ (гранты 16-07-00933, 15-29-01292).

Список литературы

[1] Reshetilov A.N., Reshetilova T.A., Nanosensors and their applications In Metal nanoparticles in microbiology. - Berlin: Springer Verlag GmbH, 2011. - P. 269-283.

- [2] Borodina I.A., Joshi S.G., Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E. *Acoustical Phys.* 2000. V.46. #1. P.33-36.
- [3] Kolesov V.V., Sapkov I.V., Soldatov E. S. *Mosc. Univ. Phys. Bul.* 2009. V. 64, #4, P. 384–388.
- [4] De Benedetto G.E., Palmisano F., Zambonin P.G., *Biosens. and Bioel.* 1996. V.11. #10. P. 1001-1008.
- [5] V. Scognamiglio, G. Pezzott, I. Pezzotti, J. Cano, K. Buonasera, D. Giannini, M.T. Giardi, *Microchimica Acta.* 2010. P. 1-11.
- [6] M. Pourmand, M. Karhanek, H.H.J. Persson, C.D. Webb, T.H. Lee, A. Zahradníková, R.W. Davis, *Proceed. of the Nat. Acad. of Sci. of the USA.* 2006. V. 103. #17. P. 6466-6470.
- [7] Auld B.A. *Acoustic fields and waves in solids.* V.2. Willey. New York., 1973.
- [8] Олинер А. *Поверхностные акустические волны.* Гл.2. Мир. М., 1981.
- [9] Zaitsev B.D., Joshi S.G., Kuznetsova I.E. *Smart Mater. & Struct.* 1997. V.6. P. 739.

Высокочувствительные сенсоры электрического поля на основе транзисторов с каналом нанопроводом

^{1,2}Преснов Д.Е., ^{1,2}Трифонов А.С., ¹Божьев И.В., ¹Дорофеев А.А.,
¹Крупенин В.А.

¹ МГУ имени М.В.Ломоносова, Ленинские горы, Дом 1, строение 2, Физический Факультет, г. Москва, 119991, Российская Федерация,
vladimir.krupenin@phys.msu.ru

² Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, дом 1, строение 2, г. Москва, 119991, Российская Федерация.

Аннотация: Представлены методы изготовления и экспериментального исследования высокочувствительных полевых и зарядовых сенсоров на основе кремниевых нанопроводов, изготовленных из пластин кремния на изоляторе (КНИ). Продемонстрирован локальный полевой зонд с чувствительным элементом в виде полупроводникового нанопровода, расположенного на нанометровом расстоянии от оконечности кантилевера сканирующего зондового микроскопа. Разработана оригинальная методика изготовления таких зондов, продемонстрирована высокая чувствительность и пространственное разрешение зондового устройства. Показана возможность разработки чувствительных биосенсоров на основе кремниевых нанопроводов.

Ключевые слова: кремний на изоляторе, полевой транзистор, нанопровод, биосенсор, локальный полевой зонд.

1. Введение

Последнее десятилетие внимание исследователей приковано к наноразмерным и наноструктурированным объектам. Для изучения таких объектов необходимы высокочувствительные сенсоры. Среди полевых и зарядовых сенсоров наиболее чувствительными являются одноэлектронные транзисторы [1], но область их применения сильно ограничена из-за низких рабочих температур. Полевые транзисторы с каналом-нанопроводом [2] не сильно уступают им по чувствительности, но имеют гораздо более широкий диапазон рабочих температур, включая

комнатные, что значительно расширяет область применения таких сенсоров и позволяет использовать такие сенсоры в прикладных исследованиях в различных областях, включая медицину и биохимию.

Наиболее удобным материалом для изготовления структур полевых транзисторов с каналом-нанопроводом считается кремний на изоляторе (КНИ). КНИ представляет собой тонкий (50 - 100 нм) слой монокристаллического кремния, отделенный от кремниевой подложки слоем (100 -200 нм) оксида кремния. В этом верхнем слое кремния и формируют полупроводниковую часть структуры.

Для исследования микро- и наноразмерных объектов необходимо приблизить сенсор к исследуемому объекту и обеспечить необходимую связь между ними. Возможно два подхода: располагать исследуемый объект рядом с изготовленным сенсором, или же подводить локальный зонд с сенсором к исследуемому объекту. Оба эти подхода использовались в настоящей работе. В случае исследования биоспецифических взаимодействий удобнее использовать первый подход, а для исследования потенциального или зарядового профиля поверхности – второй. В зависимости от задачи технология изготовления сенсоров существенно отличается.

2. Методика изготовления образцов

Полевые транзисторы с каналом-нанопроводом изготавливались на основе КНИ традиционными для микроэлектроники методами фото- и электронной литографии, реактивно-ионного травления, вакуумного осаждения. Использовались металлические (титан, Ti) контакты к областям стока и истока, образующие барьеры Шоттки.

В качестве материала для изготовления экспериментальных образцов наноструктур полевых транзисторов с каналом-нанопроводом использовались пластины КНИ с верхним слоем кремния толщиной 100 нм допированным бором и слоем SiO₂ толщиной 200 нм.

Структуры транзисторов формировались в верхнем слое кристаллического кремния методом реактивно-ионного травления кремния через маску, сформированную с помощью электронной литографии и вакуумного напыления [3].

При помощи электронной литографии рисунок подводящих электродов с контактными площадками совмещался с уже сформированными в верхнем слое кремния пластины КНИ структурами транзисторов. В качестве материала подводящих проводов использовался

слой титана толщиной 30 нм. Нанесение титана проводилось методом ВЧ магнетронного распыления.

При изготовлении сенсоров для исследования биоспецифических взаимодействий металлические контакты дополнительно покрывались изолирующим слоем оксида кремния, чтобы обеспечить стабильную работу в жидкой среде. Окончательный вид такого сенсора представлен на рисунке 1.

Для увеличения эффективной площади поверхность нанопровода была модифицирована отдельно расположенными наночастицами золота, на которые ковалентно иммобилизованы фрагменты специфических антител с использованием их собственных тиоловых групп [4].

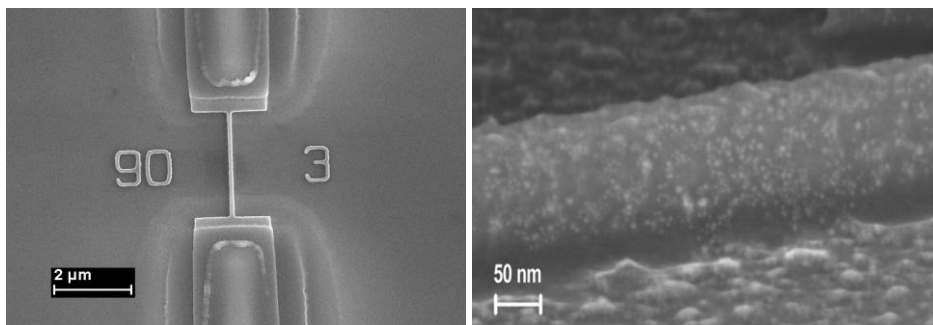


Рис. 1. Структура сенсора для исследования биоспецифических взаимодействий на основе полевого транзистора с каналом-нанопроводом (слева) и поверхность нанопровода после модификации золотыми наночастицами (справа).

Для изготовления локального полевого зонда сканирующего зондового микроскопа необходимо расположить чувствительный элемент – V-образный нанопровод – на минимальном расстоянии от оконечности зонда, роль которого выполняет атомарно острый угол кремниевой пластины. Это обеспечит уменьшение расстояние между сенсором и исследуемым объектом, что необходимо для достижения максимальной чувствительности полевого зонда. Для достижения этой цели предварительно в пластине КНИ методами реактивно-ионного и жидкостного травления изготавливались направляющие канавки, с которыми затем совмещалась структура нанопроводов и подводящих контактов [5], после чего пластина разделялась на 4 готовых зонда (Рис. 2).

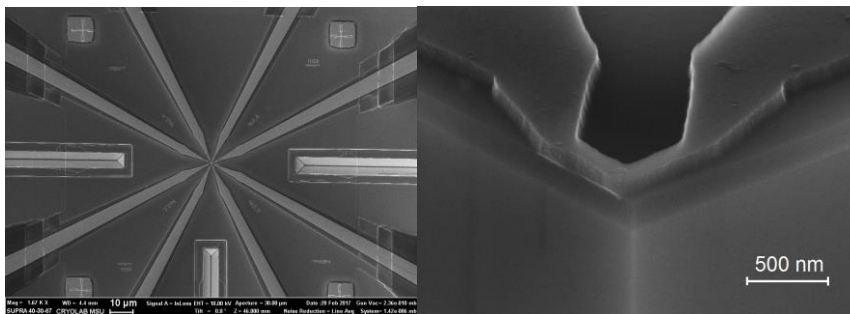


Рис. 2. Локальный зонд на основе полупроводникового нанопровода: четыре зонда на одной подложке (слева) и оконечность готового зонда после разделения пластины (справа).

Для исследования распределения заряда или потенциала по поверхности исследуемого объекта с помощью локального полевого зонда необходимо обеспечить возможность его перемещения вдоль поверхности при минимальном расстоянии между зондом и поверхностью. Идеальным инструментом для решения этой задачи является сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ). В настоящей работе использовался стандартный для СЗМ метод камертона. Зонд с нанопроводом прикреплялся к одной из ножек кварцевого резонатора, что позволило подносить острие зонда на расстояние нескольких нанометров и обеспечивать сканирование поверхности. Окончательный вид зондового устройства представлен на рисунке 3.

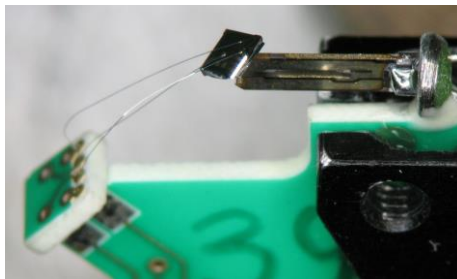


Рис. 3. Готовое зондовое устройство в держателе.

3. Результаты измерений

Пространственное разрешение локального полевого зонда с чувствительным элементом в виде полупроводникового нанопровода определяется его геометрией и ограничено точностью технологических

процессов. Зарядовое разрешение сенсора зависит от уровня его шума, состоящего из внутреннего шума транзистора и шума измерительной аппаратуры. Порог собственной полевой чувствительности транзистора по отношению к его собственному затвору, в качестве которого использовался нижний слой кремния пластины КНИ, составил $0.15 \text{ мВ/Гц}^{1/2}$ на 10 Гц. Шум измерительной электроники был на несколько порядков меньше. Порог же чувствительности полевого зонда (транзистор на его оконечности) зависел от расстояния между каналом транзистора и исследуемым объектом. Расстояние между оконечностью зонда и тестовым образцом во время измерения составляло 2-4 нм. В качестве исследуемого образца использовались металлические полосы различной ширины, расположенные на диэлектрической подложке. На исследуемый образец подавалось напряжение различной величины. На рисунке 4 представлены результаты сканирования тестового образца. Оценка порога полевой чувствительности зонда составила величину порядка 10 мВ в полосе частот 100 Гц. Пространственное разрешение зондового устройства составило величину порядка 10 нм в плоскости образца и $\sim 0.5 \text{ нм}$ по высоте.

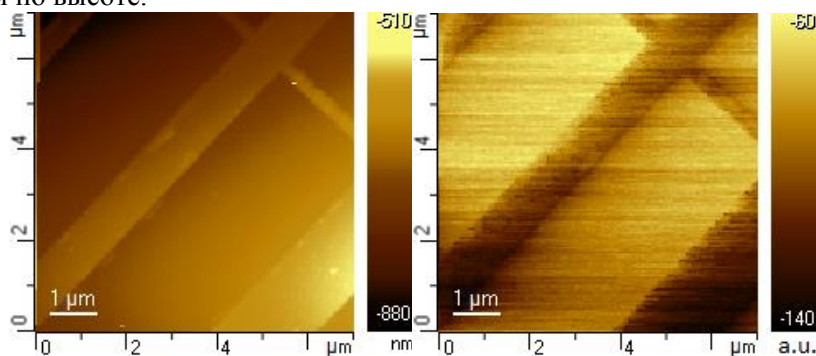


Рис. 4. Топография (слева) тестового образца и его потенциальный профиль (справа)

Чувствительность сенсора к рН для исследования биоспецифических взаимодействий, изготовленного по описанной выше технологии, составила величину 70 мВ/рН, что превосходит чувствительность транзисторов с каналом-нанопроводом без пришитых золотых наночастиц. Продemonстрировано обнаружение простат-специфического антигена (ПСА) на поверхности сенсора. Предельно-обнаруживаемая концентрация составила величину 16×10^{-15} грамм. Таким образом, показана возможность применения полевого транзистора с

каналом-нанопроводом для определения ПСА, являющегося молекулярным маркером рака предстательной железы, в реальных образцах сыворотки крови.

4. Заключение

Представлены методы изготовления и экспериментального исследования высокочувствительных полевых и зарядовых сенсоров на основе кремниевых нанопроводов, изготовленных из платин кремния на изоляторе (КНИ). Продемонстрирован локальный полевой зонд для сканирующего зондового микроскопа с чувствительным элементом в виде полупроводникового нанопровода, расположенного на нанометровом расстоянии от оконечности зонда. Разработана оригинальная и воспроизводимая методика изготовления таких зондов, продемонстрирована высокая чувствительность и пространственное разрешение зондового устройства.

Источники финансирования и выражение признательности

Работа подготовлена по итогам исследований полевых транзисторов с каналом-нанопроводом проведенных в рамках проекта Российского Фонда Фундаментальных Исследований № 16-29-03266.

Список литературы

- [1] Averin D. V., Likharev K. K. Coulomb blockade of single-electron tunneling, and coherent oscillations in small tunnel junctions // *Journal of Low Temperature Physics*. 1986.— Feb. Vol. 62, no 3-4. pp. 345–373.
- [2] Salfi J., Savelyev I. G., Blumin M. et al. Direct observation of single-charge-detection capability of nanowire field-effect transistors // *Nature Nanotechnology*. 2010.— Sep. Vol. 5, no. 10. pp. 737–741.
- [3] Presnov D. E., Amitonov S. V., Krutitskii P. A., Kolybasova V. V., Devyatov I. A., Krupenin V. A., Soloviev I. I. A highly pH-sensitive nanowire field-effect transistor based on silicon on insulator // *Beilstein journal of nanotechnology*. 2013. Vol. 4, pp. 330–335.
- [4] Presnova G. V., Presnov D. E., Krupenin V. A. et al. Biosensor based on a silicon nanowire field-effect transistor functionalized by gold nanoparticles for the highly sensitive determination of prostate specific antigen // *Biosensors and Bioelectronics*. – 2017. – Vol. 88. – pp. 283–289.
- [5] Trifonov A.S., Presnov D. E., Bozhev I.V. et al. Non-contact scanning probe technique for electric field measurements based on nanowire field-effect transistor // *Ultramicroscopy*. — 2017. Vol. 179. — pp. 33–40.

Biosensitive microsystems on interdigital electrodes with matrix immobilizing layers

¹Gorokh G.G., ¹Zakhlebayeva A.I., ¹Metla A.I., ²Pesnyakevich A.G.

¹Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics

Minsk, 220013, Republic of Belarus, gorokh@bsuir.by

²Belarusian State University

Minsk, 220030, Republic of Belarus, pesnyakevich@bsu.by

Abstract: Structure and technology of manufacturing of the biosensitive microsystems on the interdigital electrodes with immobilizing layer by nanoporous anodic alumina was developed. Microsystem with 10 μm gaps between electrodes was fabricated and tested. Responses of microsystem on bacterium *Bacillus Subtilis* concentrations were analyzed. It was found that increasing the numbers of bacteria on the interdigital electrodes has a significant effect on the conductivity of biosensitive structures.

Keywords: biosensitive microsystems, interdigital electrodes, immobilizing layers, bacteria detection, nanoporous anodic alumina.

Биочувствительные встречно-штыревые микросистемы с матричными иммобилизирующими слоями

¹Горох Г.Г., ¹Захлебаева А.И., ¹Метла А.И., ²Песнякевич А.Г.

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

г. Минск, 220013, Республика Беларусь, gorokh@bsuir.by

²Белорусский государственный университет

г. Минск, 220030, Республика Беларусь, pesnyakevich@bsu.by

Аннотация: Разработана конструкция и технология изготовления биочувствительных микросистем на встречно-штыревых электродах с иммобилизирующими слоями на основе анодного оксида алюминия. Изготовлена и испытана микросистема с зазором 10 мкм между электродами. Проанализированы отклики микросистемы на различные концентрации бактерий *Bacillus Subtilis*. Обнаружено, что увеличение количества бактерий на встречно-штыревых электродах оказывает существенное влияние на проводимость биочувствительных структур.

Ключевые слова: биочувствительные микросистемы, встречно-штыревые электроды, иммобилизирующие слои, детектирование бактерий, анодный оксид алюминия

1. Введение

Оперативное обнаружение и ликвидация микроорганизмов, представляющих угрозу для здоровья и жизни человека, имеет первостепенное значение во многих сферах жизнедеятельности. Поэтому в настоящее время большое внимание уделяется разработке быстродействующих биочувствительных микросистем и улучшению их рабочих характеристик [1]. Широкое развитие при формировании биочувствительных микросистем получила конструкция со встречно-штыревыми электродами, минимально подверженная внешнему воздействию со стороны окружающей среды [2]. Детектирование микроорганизмов такими системами не требует инкубационной обработки проб, что значительно сокращает время анализа. Поскольку фиксация микроорганизмов осуществляется за счет их физико-химического взаимодействия с иммобилизирующим слоем микросистемы, увеличение активной площади слоя приводит к увеличению количества свободных физико-химических связей на его поверхности и, соответственно, к увеличению чувствительности микросистем [3]. Одним из перспективных методов увеличения активной площади иммобилизирующих слоев является формирование биочувствительных микросистем на основе наноструктурированных материалов, в частности, нанопористого анодного оксида алюминия (АОА), структурными характеристиками которого (диаметр пор и оксидных ячеек, толщина пленки, величина удельной поверхности) можно управлять в широких пределах [4].

В данной работе представлены результаты разработки конструкции и технологии изготовления биочувствительной микросистемы со встречно-штыревыми электродами и иммобилизирующим слоем на основе АОА, исследованы отклики разработанной микросистемы на различные концентрации бактерий *Bacillus Subtilis* 168t.

2. Изготовление биочувствительной микросистемы со встречно-штыревыми электродами

Структурированный иммобилизирующий слой на основе анодного оксида алюминия (АОА) формировали двухстадийным анодированием 1,2 мкм слоя алюминия, напыленного на ситалловые подложки, в 0,2 М

водном растворе ортофосфорной кислоты в гальваностатическом режиме при плотности анодного тока $j_a = 4 \text{ мА/см}^2$. Для удаления внешнего слоя сформированного анодного оксида с примесями анионов электролита анодирования, структуры выдерживали 10 минут в 2 М растворе серной кислоты при $T = 50^\circ\text{C}$. Массив встречно-штыревых электродов формировали локальным плазмохимическим травлением биметаллического слоя V (0,3 мкм)/Al (1 мкм), напыленного на сформированный АОА, через фоторезистивную маску. Схематический технологический маршрут формирования биочувствительной микросистемы представлен на рис. 1.

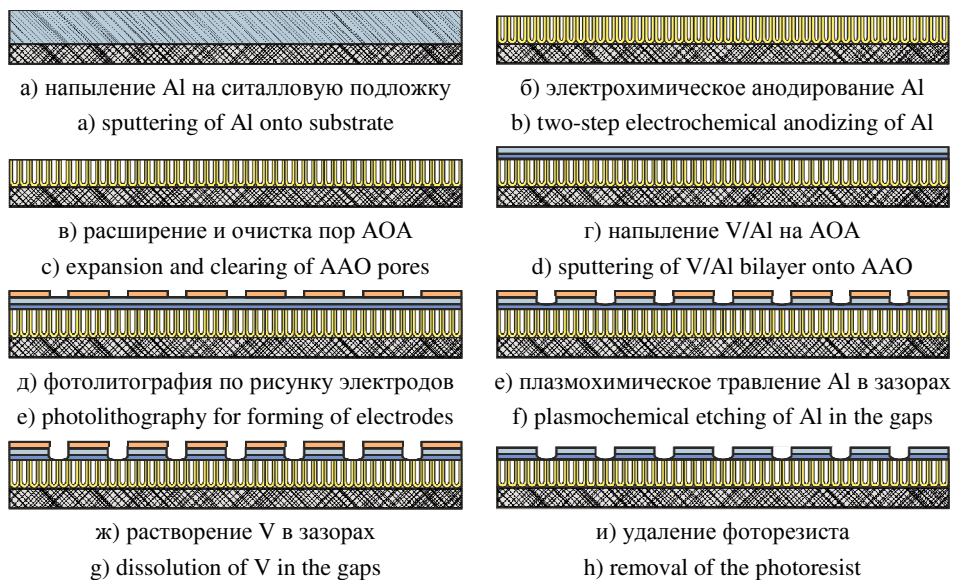


Рис. 1. Схематический технологический маршрут формирования биочувствительной микросистемы со встречно-штыревыми электродами

Fig. 1. Schematic technology of the formation of biosensitive microsystem with interdigital electrodes

Сформированные структуры представляют собой кристаллы размером $3 \times 8 \text{ мм}$ с алюминиевыми контактами размером $2,7 \times 1,75 \text{ мм}$ и массивом 40 встречно-штыревых алюминиевых электродов размером $4 \times 0,05 \text{ мм}$ с зазором между электродами 10 мкм . Схематическое изображение кристалла биочувствительной микросистемы, а также фотографии встречно-штыревых электродов, полученные с помощью

оптического микроскопа с увеличением 250 и 500 крат, приведены на рис. 2.

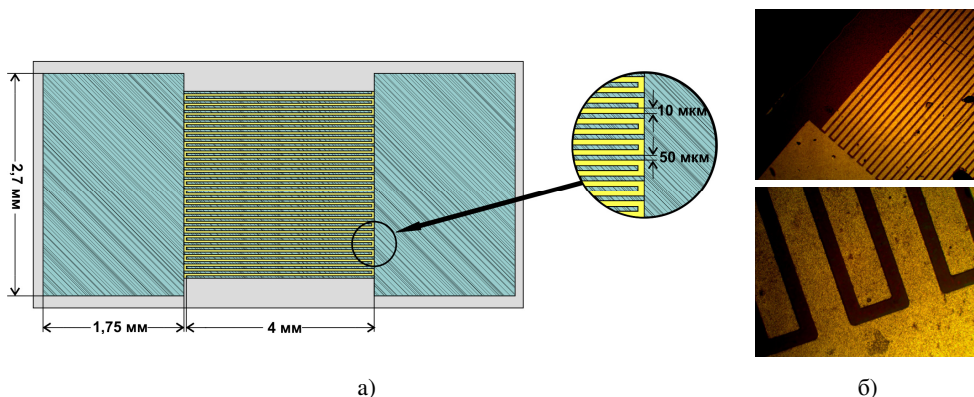


Рис. 2. Схематическое изображение кристалла биочувствительной микросистемы (а) и фотографии встречно-штыревых электродов структуры, полученные с помощью оптического микроскопа (б)

Fig. 2. Schematic view of biosensitive microsystems crystal (a) and photographic view of interdigital electrodes (b)

3. Измерение характеристик биочувствительных микросистем

Исследования вольтамперных характеристик (ВАХ) сформированных структур проводили при постоянном напряжении 1 В. Образцы помещали в измерительную ячейку и после подачи напряжения наносили на поверхность электродов 2 мкл физиологического раствора, содержащего различные количества бактерий *Bacillus Subtilis 168t*. Так как электроды встречно-штыревой системы изначально разомкнуты, сопротивление исходной структуры составляет сотни МОм, и величина протекающего через нее тока находится на уровне паразитных токов. При нанесении на электроды микросистемы физиологического раствора, значения протекающих через структуру токов увеличиваются ввиду замыкания электродов и впоследствии, по мере высыхания растворов, уменьшаются до значений, обусловленных перекрытием электродов образовавшимися цепочками бактерий.

ВАХ образцов с нанесенным физиологическим раствором, не содержащим бактерий, и с нанесенными растворами, содержащими $2,49 \times 10^4$ КОЕ/мл и $2,49 \times 10^8$ КОЕ/мл *Bacillus Subtilis 168t*, приведены на рис. 3.

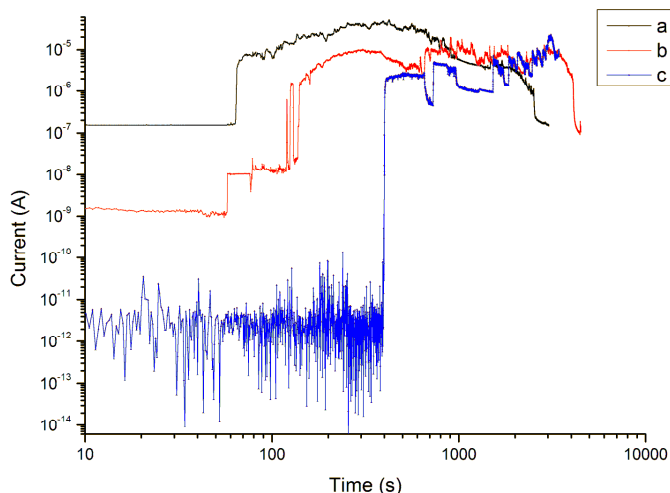


Рис. 3. ВАХ биочувствительных микросистем со встречно-штыревыми электродами с нанесенным физиологическим раствором, не содержащим бактерий (а), содержащим $2,49 \times 10^4$ КОЕ/мл (b) и $2,49 \times 10^8$ КОЕ/мл (c) *Bacillus Subtilis 168t*

Fig. 3. VAC of biosensitive microsystems on interdigital electrodes with a deposited normal saline containing no bacteria (a) and containing $2,49 \times 10^4$ КОЕ/mL (b) also $2,49 \times 10^8$ КОЕ/mL (c) *Bacillus Subtilis 168t*

Как видно из анализа полученных зависимостей, физиологический раствор вносит минимальную погрешность в ВАХ структур. При нанесении раствора на встречно-штыревую структуру, значение протекающего через нее тока увеличивается примерно на два порядка, однако при высыхании раствора возвращается на начальный уровень. При нанесении физиологических растворов, содержащих $2,49 \times 10^4$ КОЕ/мл и $2,49 \times 10^8$ КОЕ/мл *Bacillus Subtilis 168t*, скачок тока увеличивается на четыре и на шесть порядков соответственно. При этом после высыхания физиологических растворов значения токов, протекающих через структуры, не возвращаются на начальные уровни, а превышают их на несколько порядков, что говорит о перекрытии электродов образовавшимися цепочками бактерий и их влиянии на общую проводимость системы.

4. Заключение

Таким образом, на основании полученных результатов установлено, что использование в конструкции биочувствительных микросистем

массива встречно-штыревых электродов в совокупности с матричными иммобилизирующими слоями на основе нанопористого АОА позволяет обеспечить их хорошую чувствительность при минимальных затратах времени. Исследование влияния конструктивных параметров микросистем (ширина зазоров между электродами, материал иммобилизирующего слоя), а также различных типов бактерий на ВАХ биочувствительных структур позволит разработать методики качественного и количественного определения микроорганизмов.

Полученные результаты могут быть использованы при создании перспективных биосенсоров, имеющих значительный потенциал на рынках высоких технологий.

Список литературы

- [1] Ederle J., Blachard S.M., Bronzino J. Introduction to biomedical engineering. Second ed. / Elsevier Academic Press, 2005. 1141 p.
- [2] Wang H., Wu X., Dong P., Wang Ch., Wang J., Liu Y., Chen J. Electrochemical biosensor based on interdigitated electrodes for determination of thyroid stimulating hormone. *Int. J. Electrochem. Sci.* 2014. Vol. 9. Iss. 1. P. 12–21.
- [3] Захлебаева А.И., Метла А.И., Горох Г.Г. Биочувствительные резистивные системы с матричными иммобилизирующими слоями на основе оксидов вентильных металлов. Сборник тезисов докладов VI Всероссийского конгресса молодых ученых, Санкт-Петербург, 18-21 апреля 2017 г. Электронное издание. Код доступа <http://openbooks.ifmo.ru/ru/file/5508/5508.pdf>
- [4] Змитрович Т.В., Захлебаева А.И., Горох Г.Г., Таратын И.А., Хатько В.В. Биосенсор на основе платформы со встречно-штыревыми электродами. Наноструктуры в конденсированных средах: сб. научн. статей / Ин-т тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси, 2014. С. 320–327.

References

- [1] Ederle J., Blachard S.M., Bronzino J. Introduction to biomedical engineering. Second ed. / Elsevier Academic Press, 2005. 1141 p.
- [2] Wang H., Wu X., Dong P., Wang Ch., Wang J., Liu Y., Chen J. Electrochemical biosensor based on interdigitated electrodes for determination of thyroid stimulating hormone. *Int. J. Electrochem. Sci.*, 2014, vol. 9, iss. 1, p. 12–21.
- [3] Zakhlebayeva A.I., Metla A.I., Gorokh G.G. [Biosensitive resistive systems with matrix immobilizing layers based on valve metal oxides]. *Proceedings of VI Vserossiyskiy kongress molodykh uchenykh*, St.Petersburg, 18-21 april 2017. El. doc.: <http://openbooks.ifmo.ru/ru/file/5508/5508.pdf> (In Russian).
- [4] Zmitrovich T.V., Zakhlebayeva A.I., Gorokh G.G., Taratyn I.A., Khatko V.V. [Biosensor based on a platform with interdigital electrodes]. *Nanostruktury v kondensirovannykh sredakh / In-t teplo- i massoobmena im. A.V. Lykova NAN Belarusi*, 2014, pp. 320–327. (In Russian).

The influence of substrate structure on the absorbing properties of nanometer conductive films

Arsenichev S.P., Glumova M.V., Grigoriev E.V., Zuev S.A.,
Starostenko V.V., Taran E.P.

V.I. Vernadsky Crimean Federal University
Simferopol, 295007, Russian Federation
taran_evgeniy@mail.ru

Abstract: Investigations on the influence of electromagnetic fields on a metal-dielectric structure in a rectangular waveguide is carried out. It is established that at the thickness of 3...15 nm in conducting films of copper and aluminum dissipates up to 25 % of the energy in the area of the film constituting 10% of the cross sectional area of the waveguide. The relationship of substrate material and conductive films with absorbing properties of metal-dielectric structures are investigated. Profilograms of dielectric substrates and substrates with conductive films with a thickness of 5, 10 and 50 nm were obtained, the reliefs of the surfaces was analyzed.

Keywords: nanometer conductive films, dielectric substrate, atomic force microscopy, profilogram, absorption of electromagnetic waves.

Влияние структуры подложек на поглощающие свойства нанометровых проводящих пленок

Арсеничев С.П., Глумова М.В., Григорьев Е.В., Зуев С.А.,
Старостенко В.В., Таран Е.П.

ФГАОУ ВО «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского»
г. Симферополь, 295007, Российская Федерация
taran_evgeniy@mail.com

Аннотация: Проведены исследования по воздействию электромагнитных полей на металлодиэлектрические структуры в прямоугольном волноводе. Установлено, что при толщинах 3...15 нм в проводящих пленках из меди и алюминия рассеивается до 25 % энергии при площади пленки, составляющей 10 % от площади поперечного сечения волновода. Исследована связь материала подложки и проводящих пленок с поглощающими свойствами металлодиэлектрических структур. Получены профилограммы диэлектрических подложек, а также подложек с проводящими пленками толщиной 5, 10 и 50 нм, проанализированы рельефы поверхностей.

Copyright © 2017 for this paper by its authors. Copying permitted for private and academic purposes.
Proceedings of the 27th International Conference «Microwave & Telecommunication Technology» (CriMiCo'2017)
Sevastopol, Russian Federation, September 10—16, 2017

Ключевые слова: нанометровые проводящие пленки, диэлектрическая подложка, атомно-силовая микроскопия, профилограмма, поглощение электромагнитных волн

1. Введение

Свойства и характеристики нанометровых проводящих пленок невозможно исследовать в отрыве от подложек, на которые они нанесены. В качестве подложек обычно используют кристаллы, аморфные диэлектрики, полимерные и композитные материалы и т.д. При использовании различных материалов в качестве подложек обычно интересуются их оптическими свойствами. В то же время, структура поверхности подложек при нанесении на них нанометровых проводящих пленок определяют электродинамические, в частности, дифракционные свойства таких металлодиэлектрических структур (МДС). Проведенные волноводные экспериментальные исследования дифракционных свойств МДС в диапазоне СВЧ с пленками из алюминия, меди, никрома и титана с подложками из аморфных или подобных им диэлектриков (боросиликатное стекло, ситалл) показали, что при толщинах проводящих пленок 3...15 нм имеет место сильное поглощение энергии электромагнитных волн [1, 2]. Так МДС с пленками из алюминия толщиной в 10 нм при площади поверхности пленки в 10 % поперечного сечения волновода поглощают до 25% мощности падающей волны при практически отсутствующей отраженной мощности [1]. Обоснование такого явления следует искать в особенностях структур поверхностей подложек и проводящих пленок, расположенных на них.

В работе приводятся результаты исследования поверхностей подложек из боросиликатного стекла и ситалла и МДС с пленками на данных подложках.

2. Результаты исследования поверхностей подложек и МДС

Нанометровые проводящие пленки по своим характеристикам, свойствам и структуре сильно отличаются от пленок с устоявшейся структурой. По ряду характеристик нанометровые пленки обладают свойствами как проводников так и диэлектриков.

Исследование поверхности подложек и тонких пленок МДС проводилось с помощью измерительной установки СЗМ (сканирующий зондовый микроскоп) NTEGRA с оптической головкой [3]. Исследования МДС были проведены с использованием полуконтактного зондового метода атомно-силовой микроскопии, который основан на различных типах взаи-

модействия зонда с исследуемой поверхностью и позволяет получить данные для построения профилограмм, а также обеспечивает построение трехмерных моделей рельефа поверхностей. Измерительная установка имеет разрешающую способность по оси z (по толщине), не превышающую значения $0,8 \text{ нм}$.

Перед нанесением проводящих пленок производилась их плазменная шлифовка, убирались выступы высотой более 10 мкм . На рис.1 представлен снимок трехмерного фрагмента рельефа поверхности подложки из ситалла ($2,5 \times 2,5 \text{ мкм}$) и профилограмма при $x = 1,25 \text{ мкм}$.

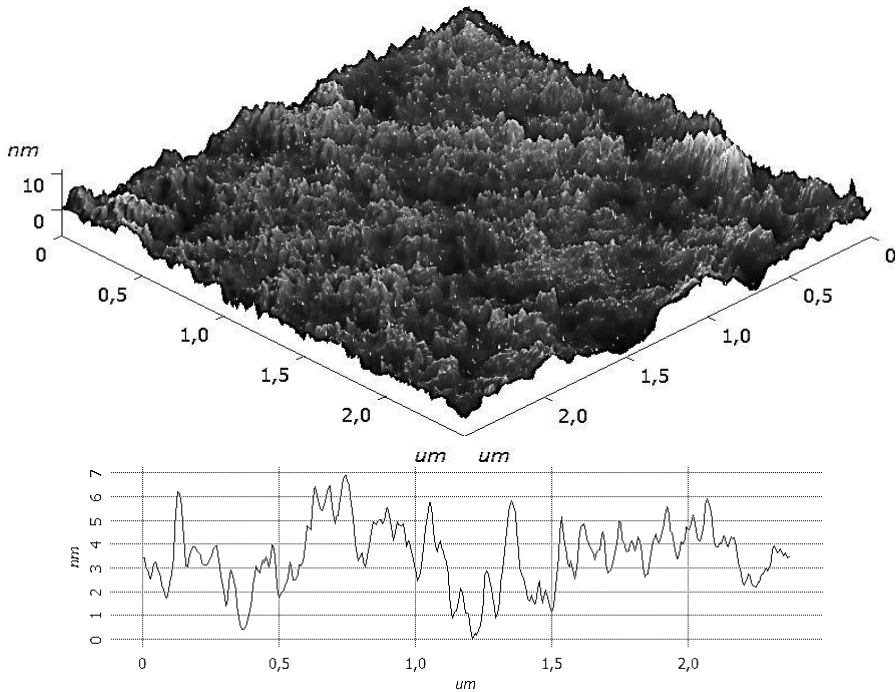


Рис. 1. Трехмерный фрагмент рельефа поверхности подложки из ситалла и профилограмма вдоль оси x ($S = 2,5 \times 2,5 \text{ мкм}$)

Fig. 1. Three-dimensional fragment of the topography of the substrate surface of glass-ceramic and profilograms along the x axis ($S = 2.5 \times 2.5 \text{ μm}$)

На рис.2 представлены снимок двумерного фрагмент рельефа поверхности подложки из боросиликатного стекла и профилограмма рассматриваемого участка поверхности подложки площадью $5 \times 5 \text{ мкм}$.

Из рис.1 и 2 видно, что поверхности подложек из боросиликатного стекла и ситалла неоднородны по всем измерениям, что отражается на распределении материала пленки и, собственно, формирует металлодиэлектрическую структуру, определяя ее свойства и характеристики.

Из снимка поверхности МДС (рис.3) видно, что характерной особенностью тонких пленок из алюминия толщиной $d=5$ нм и площадью 6×6 мкм является распределение проводящих зерен во впадинах подложки.

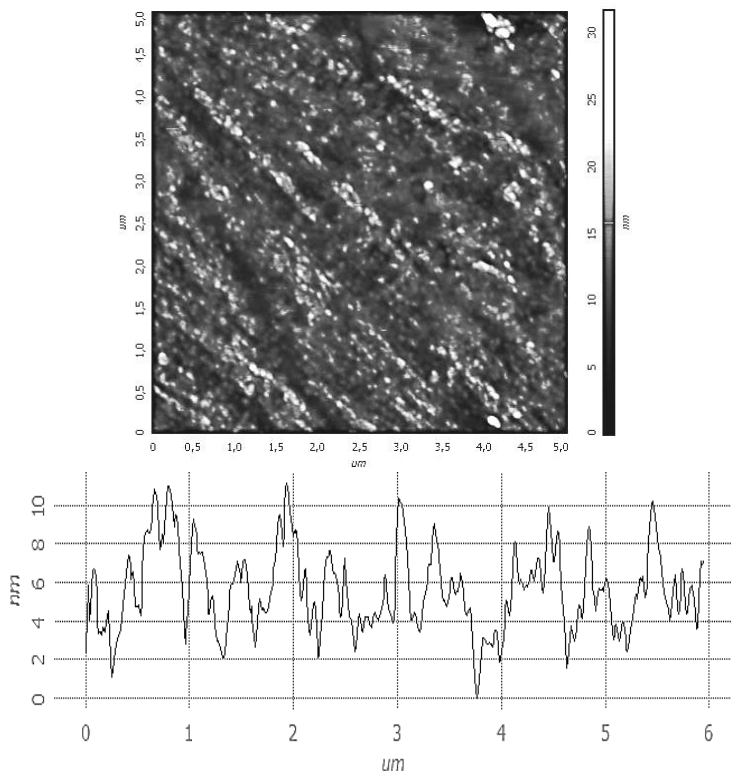


Рис. 2. Двумерный фрагмент рельефа поверхности подложки из стекла и профилограмма по оси x ($S = 5\times 5$ мкм)

Fig. 2. Two-dimensional fragment of the topography of the substrate surface of glass and profilogram x -axis ($S = 5\times 5$ μm)

На снимке поверхности МДС (рис.4), приведен снимок поверхности МДС с пленкой из алюминия толщиной $d=59$ нм и площадью 10×10 мкм, на профилограмме виден рельеф поверхности структуры. Из снимка

видно, что практически вся поверхность подложки покрыта проводящим материалом.

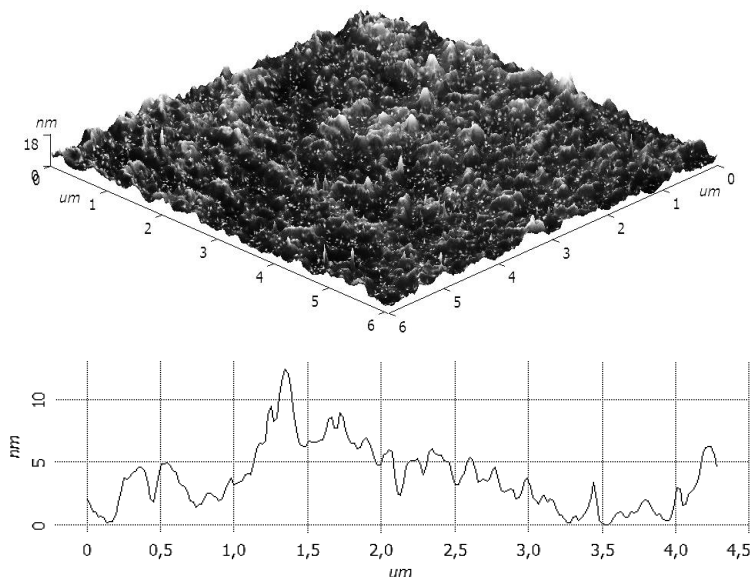


Рис. 3. Структура поверхности пленки из алюминия и профилограмма по оси x, посередине участка пленки ($S = 6 \times 6$ мкм, $d = 5$ нм)

Fig. 3. The structure of the surface film of aluminum and profilogram x-axis, the middle area of the film ($S = 6 \times 6 \mu\text{m}$, $d = 5 \text{ nm}$)

Следует отметить, что профилограммы поверхностей МДС на подложках из боросиликатного стекла и ситалла с пленками толщиной в 5 и 50 нм практически не отличаются друг от друга.

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что для МДС с подложками аналогичными рассмотренным и пленками толщиной менее 50 нм целесообразно говорить о времени напыления или о количестве материала на единице площади подложки.

В настоящее время отсутствует теория, объясняющая явления сильного поглощения энергии ЭМП. Наиболее вероятной причиной такого явления может быть сильная связь ансамбля осцилляторов из проводящих зерен между собой и диэлектриком подложки [4].

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что для МДС с подложками аналогичными рассмотренным и пленками толщиной менее 50 нм целесообразно говорить о времени напыления или о

количестве материала на единице площади подложки.

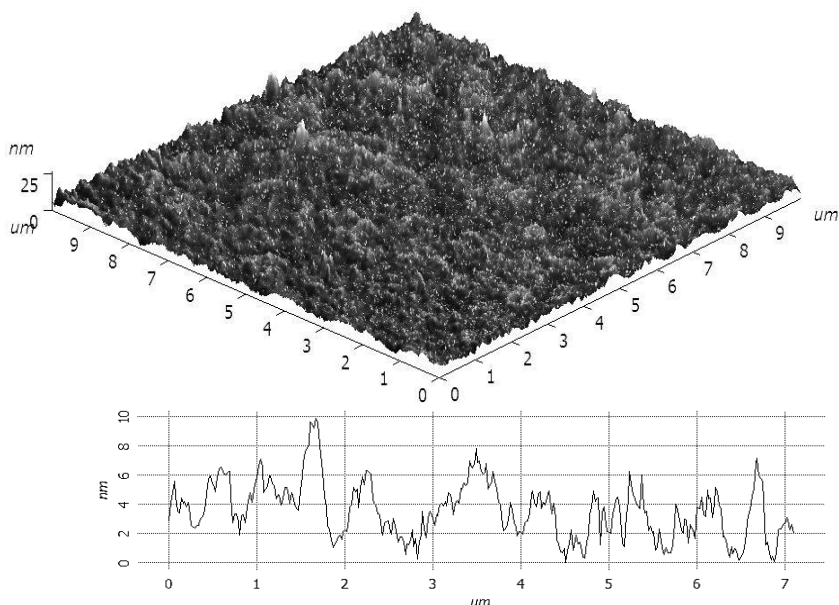


Рис. 4. Структура поверхности пленки из алюминия и профилограмма по оси x , посередине участка пленки ($S = 10 \times 10$ мкм, $d = 50$ нм)

Fig. 4. The structure of the surface film of aluminum and profilogram x -axis, in the middle area of the film ($S = 10 \times 10$ μm , $d = 50$ nm)

В настоящее время отсутствует теория, объясняющая явления сильного поглощения энергии ЭМП. Наиболее вероятной причиной такого явления может быть сильная связь ансамбля осцилляторов из проводящих зерен между собой и диэлектриком подложки [4].

3. Заключение

Приведенные в работе снимки поверхностей подложек из боросиликатного стекла и ситалла свидетельствуют об их сильной пространственной неоднородности, что в итоге приводит к осторожному обращению с такими понятиями как толщина пленки и удельное сопротивление для пленок толщиной менее 50 нм. Результаты экспериментальных исследований поверхностей подложек и МДС с проводящими пленками являются исходным материалом для построения физической и численной моделей сильного поглощения энергии ЭМП нанометровыми пленками.

Список литературы

- [1] Арсеничев С.П., Григорьев Е.В., Зуев С.А., Старостенко В.В., Таран Е.П., Фитаев И.Ш. Дифракция электромагнитного излучения на тонких проводящих пленках металлodieлектрических структур в прямоугольном волноводе // Электромагнитные волны и электронные системы. 2017. Т. 22. № 2. С. 48-53.
- [2] Вдовин В.А. Нанометровые металлические пленки в датчиках мощных СВЧ импульсов // III Всероссийская конференция «Радиолокация и радиосвязь». Москва, 2009 г. С. 832 – 835.
- [3] Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии // Институт физики микроструктур РАН. Нижний Новгород, 2004 г. С. 114.
- [4] Майер С. А. Плазмоника: теория и приложения. М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. 296 с.

References

- [1] Arsenichev S.P., Grigoriev E.V., Zuev S.A., Starostenko V.V., Taran E.P., Fitaev I.Sh. [Diffraction of electromagnetic radiation on a thin conducting films of metal-dielectric structures in a rectangular waveguide]. *Elektromagnitnie volnu i elektronnie sistemu*. 2017, vol. 22, no. 2, pp. 48 - 53. (In Russian).
- [2] Vdovin V.A. [Nanometer metal films in sensors of high-power microwave pulse]. *III Vserossiiskaya konferenciya "Radiolokaciya i radiosvyaz"*. Moskva, 2009, pp. 832-835. (In Russian).
- [3] Mironov V.L. *Fundamentals of scanning probe microscopy* // Institute for physics of microstructures, Russian Academy of Sciences. Nizhny Novgorod. 2004. 114 p.
- [4] Mayer S.A. *Plasmonics: theory and applications*. Moscow-Izhevsk, SIC "Regular and chaotic dynamics", 2011. 296 p. (In Russian).

Влияние состава стеклянной матрицы на спектральные свойства наночастиц твердых растворов $\text{CuInSe}_{2x}\text{Te}_{2(1-x)}$

¹Боднарь И.В., ¹Соловей Н.П., ²Стрелюхин А.В.

¹ Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
г. Минск, 220013, Республика Беларусь
33770011@mail.ru

² Белорусский национальный технический университет,
г. Минск, 220013, Республика Беларусь
077033011@mail.ru

Аннотация: Изучено оптическое поглощение наноструктур, полученных на основе стекол различного состава системы $\text{SiO}_2\text{-CaO-Na}_2\text{O}$ и твердых растворов $\text{CuInSe}_{2x}\text{Te}_{2(1-x)}$, ($0 < x < 1$), в области фундаментального края в ближней инфракрасной (ИК) и видимой областях спектра. Природа наблюдаемых изменений спектров объясняется возможными трансформациями кристаллической решетки наночастиц, сформированных в матрицах различного состава.

Ключевые слова: Полупроводники, наночастицы, стеклянная матрица, спектры пропускания, спектры поглощения, размерное квантование.

1. Введение

Повышенный интерес к наноструктурным материалам, состоящих из полупроводниковой кристаллической фазы и диэлектрической матрицы, обусловлен их новыми размерно-зависимыми свойствами, определяющими научное и прикладное значение. Нелинейно-оптические параметры таких материалов непосредственно зависят от состава матрицы, природы и объемной доли полупроводника, размеров и характера локализации сформированных наночастиц.

Возможность получения частиц $\text{CuInSe}_{2x}\text{Te}_{2(1-x)}$, в известково-силикатном стекле нами показана ранее [1]. Учитывая, что наночастицы, как правило, располагаются в фазе, обогащенной щелочными компонентами [2], естественно предположить, что природа и содержание щелочных оксидов в стекле оказывает влияние на формирование и оптические свойства наночастиц (НЧ).

В настоящей работе представлены результаты исследования оптического поглощения в области фундаментального края в ближней ИК и ви-

димой областях спектра наночастиц твердых растворов $\text{CuInSe}_{2x}\text{Te}_{2(1-x)}$ ($0 < x < 1$), сформированных в стеклянных матрицах различного состава.

2. Методика эксперимента и методы исследований

Для исследования использовали стекло системы $\text{SiO}_2\text{-CaO-Na}_2\text{O}$, содержащее 22 мол. % Na_2O (монощелочная матрица СМ2). Учитывая положительное влияние совместного введения трех щелочных компонентов на свойства стекол (полищелочной эффект), в матрице СМ2 провели эквивалентную замену Na_2O на Li_2O и K_2O в отношении 1:1:1 (СМ21). Указанный состав стекла обладает более низкой вязкостью по сравнению с матрицей СМ2 и более низкой температурой размягчения, что влечет за собой снижение температуры синтеза низкоразмерных структур до 1620 ± 10 К. Следует отметить, что обе матрицы прозрачны в ближней ИК и видимой областях спектра, край их собственного поглощения расположен в области 0,2 – 0,4 мкм, устойчивы к повторной термообработке и длительным химическим и атмосферным воздействиям.

Формирование низкоразмерных структур осуществляли по методике, описанной в [1]. Концентрация полупроводниковых соединений и твердых растворов во всех составах была постоянной и составила 0,75 мас.%. Спектры пропускания и поглощения записывали на полированных плоскопараллельных образцах толщиной 2,0 и 0,2 мм соответственно на спектрофотометре CARY-17D.

3. Результаты и обсуждение

Как показывают результаты исследований, формирование нанокристаллической фазы в указанных стеклах происходит на стадии охлаждения расплава (до проведения термического отжига для снятия напряжений), что свидетельствует о высокой скорости ее выделения или о высокой степени пересыщения расплава. Полученные структуры окрашены в темный цвет, хотя исходная матрица бесцветна. Наличие окраски и результаты ПЭМ свидетельствуют об образовании в стеклах ультрадисперсных частиц $\text{CuInSe}_{2x}\text{Te}_{2(1-x)}$, так как степень разложения их при плавлении невелика. Характер распределения и локализации наночастиц в матрицах различного состава существенно не различается, можно предположить, что механизм формирования наночастиц идентичен и происходит в процессе фазового распада пересыщенного раствора.

Спектры поглощения серии исследуемых стекол непосредственно после варки показаны на рис. 1 (в шкале пропускания для ближней ИК

области при толщине образца 2 мм) и на рис. 2 (в шкале оптической плотности для видимой области при толщине образцов 0,2 мм).

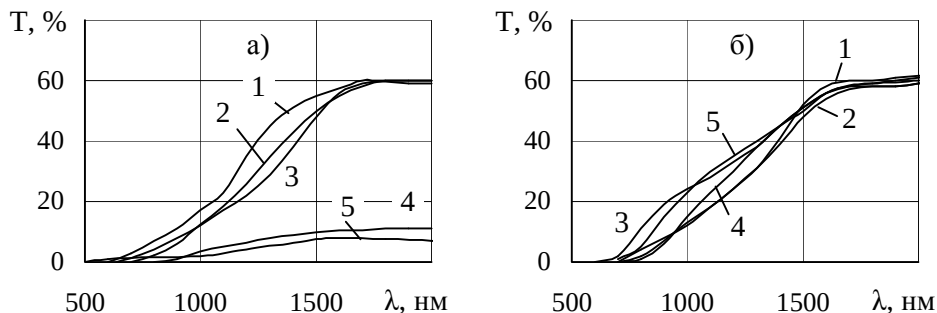


Рис.1. Спектры пропускания стекол с НЧ CuInSe_2 (1), $\text{CuInSe}_{70}\text{Te}_{30}$ (2), CuInSeTe (3), $\text{CuInSe}_{30}\text{Te}_{70}$ (4), CuInTe_2 (5): а – матрица CM2, б – матрица CM21

Анализ спектров пропускания показал существенное различие хода спектральных кривых для НЧ $\text{CuInSe}_{2x}\text{Te}_{2(1-x)}$, сформированных в различных матрицах, при одинаковой концентрации введенного полупроводника. В то же время отмечаются различия и в спектрах НЧ твердых растворов, отличающихся значениями x . Следует отметить, что на диаграмме состояния $\text{CuInSe}_2 - \text{CuInTe}_2$ для твердых растворов в интервале 950–1070 К имеется двухфазная область, в которой существуют две отдельные фазы с кристаллической структурой халькопирита и сфалерита [3].

Спектры пропускания стекол с наночастицами CuInSe_2 и твердыми растворами, обогащенных селеном ($x = 0,7$) и сформированных в обеих матрицах (рис. 1), представляют собой сравнительно крутые кривые, расположенные в области 0,6 – 1,6 мкм с постепенным увеличением пропускания в сторону длинных волн. Выраженных максимумов на них не наблюдается. Это означает, что для указанных составов зонная структура существенно не изменяется. Можно предположить, что селениды меди-индия и твердые растворы с избытком селена сохраняют свою индивидуальность при формировании их в виде наночастиц.

По мере перехода к твердым растворам с большим содержанием теллура получена совершенно иная картина. Так, для НЧ $\text{CuInSe}_{30}\text{Te}_{70}$ и CuInTe_2 , сформированных в матрице CM2 (рис. 1, а), характерно очень низкое пропускание света, что может быть связано с низкой растворимостью теллуридов в монокристаллических матрицах. Напротив, матрицы CM21 с вышеуказанными наночастицами (рис. 1, б) характеризуются сравнитель-

но высокими оптическими свойствами, максимальное пропускание света составило около 60%. По-видимому, в матрице СМ21 из-за эффекта трех щелочных компонентов понижается активность ионов и создаются благоприятные условия для формирования НЧ теллуридов. Однако край фундаментального поглощения для таких стекол немного смещен в область высоких энергий. Указанное смещение можно связать с различными причинами, одной из которых может быть изменение кристаллической структуры выделившихся наночастиц.

В видимой области спектры поглощения стекол СМ2 с наночастицами без дополнительной термообработки представляют собой ниспадающие, пологие линии, выраженных максимумов на них не обнаружено (рис. 2, а). Напротив, для матрицы СМ21 (рис. 2, б) на спектрах в области 550–570 нм хорошо проявляются максимумы различной интенсивности. Так, для стекол с НЧ CuInSe_2 обнаружена широкая полоса в области 500–700 нм со слабо выраженным максимумом при 560 нм. Для наночастиц твердых растворов, содержащих теллур (за исключением состава с $x = 0,5$) и CuInTe_2 , указанная полоса и максимум более выражены. Тот факт, что образцы разного стехиометрического состава имеют один и тот же максимум около 560 нм, может свидетельствовать о том, что ответственным за его появление является именно присутствие теллура в стекле.

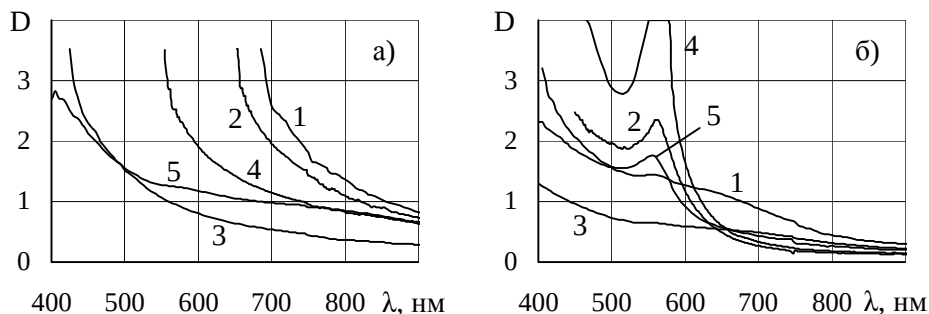


Рис.2. Спектры поглощения стекол с НЧ CuInSe_2 (1), $\text{CuInSe}_{70}\text{Te}_{30}$ (2), CuInSeTe (3), $\text{CuInSe}_{30}\text{Te}_{70}$ (4), CuInTe_2 (5): а – матрица СМ2, б – матрица СМ21

Между тем положение этого максимума наводит на мысль, что в стеклах СМ21 с НЧ $\text{CuInSe}_{2x}\text{Te}_{2(1-x)}$ имеет место выраженный квантово-размерный эффект, обуславливающий высокоэнергетический сдвиг спектральной кривой (по сравнению с краем поглощения массивного материала).

Возможное объяснение различия в спектрах НЧ селенида и обога-

щенного селеном твердого раствора по сравнению с теллуридом и твердым раствором с избытком теллура может быть связано с изменением кристаллической решетки выделившихся НЧ. Решетка халькопирита, наиболее характерная для этих соединений в кристаллическом состоянии, для Те-содержащих наночастиц может трансформироваться в кубическую типа сфалерита, которая приводит к более выраженному квантово-размерному эффекту, поскольку при более высокой симметрии существует вероятность вырождения ряда уровней.

Следует отметить аномальное поведение НЧ CuInSeTe , сформированных в СМ21 (рис. 1, б). Спектральная кривая в ИК-области сильно смещена в коротковолновую область, на ней имеется дополнительный максимум в области 0,8–0,9 мкм. В видимой области на спектрах отсутствует характерный максимум (рис. 2, б). Как указано в [3], данный состав экстремален по ряду физических свойств. Можно предположить, что этому составу твердого раствора соответствует максимальное разупорядочение, так как при одинаковом числе атомов селена и теллура нет предпочтительности решетки CuInSe_2 или CuInTe_2 .

4. Заключение

В результате проведенных исследований установлено, что для синтеза наночастиц твердых растворов, содержащих теллур, целесообразно использовать стеклянную матрицу с тремя щелочными компонентами. Спектральные свойства стекол, содержащих $\text{CuInSe}_{2x}\text{Te}_{2(1-x)}$, сложным образом зависят от соотношения Se/Te в твердом растворе, и для состава с $x = 0,5$ наблюдается аномалия, что связывается с аномалией макрокристаллического CuInSeTe . Изменения в поглощении света в стеклах объясняются возможной трансформацией кристаллической решетки наночастиц. Установленный в видимой области экситонный максимум для наночастиц, содержащих теллур, вероятно свидетельствует о проявлении эффекта размерного квантования.

Список литературы

- [1] Bodnar I.V., Solovei N.P., Gurin V.S., Molochko A.P. Formation and properties of $\text{CuInSe}_{2x}\text{Te}_{2(1-x)}$ nanoparticles in the silicate glass matrix. Phys. and Techn. Semicon. 2004. Vol. 38. № 12. PP. 1447-1454.
- [2] Кутюлин С.А., Нейч А.И. Физическая химия цветного стекла // М.: Стройиздат, 1988. 194 с.
- [3] Bodnar I.V., Zabelina I.A. The concentration dependence of the band gap of the solid solutions $\text{CuInSe}_{2x}\text{Te}_{2(1-x)}$. J. Appl. Spect. 1994. Vol. 60. № 2. PP. 252-254.

Investigation of the piezoelectric coefficient of carbon nanotubes

Marina V. Il'ina, Oleg I. Il'in, Andrey V. Guryanov, Alexey A. Konshin,
Oleg A. Ageev

Southern Federal University, REC "Nanotechnologies", Taganrog, 347922, Russia
mailina@sfedu.ru

Abstract: The paper presents the results of experimental and theoretical studies of the piezoelectric properties of carbon nanotubes (CNTs). It is shown that under the action of mechanical stresses the CNTs are polarized and an internal electric field is formed in them, which leads to a change in their resistance. Based on the analysis of the current-voltage characteristics the value of the piezoelectric coefficient of the CNT was calculated, which was 0.107 ± 0.032 C/m². The obtained results confirm the possibility of manifestation of piezoelectric effect in aligned carbon nanotubes, which opens wide prospects for their application in the field of nanopiezotronics and nanosystems.

Keywords: nanopiezotronics, carbon nanotubes, piezoelectric coefficient, deformation, scanning probe microscopy.

Исследование пьезоэлектрического коэффициента углеродных нанотрубок

Ильина М.В., Ильин О.И., Гурьянов А.В., Коньшин А.А., Агеев О.А.
Южный федеральный университет, НОЦ «Нанотехнологии»,
г. Таганрог, 347922, Россия
mailina@sfedu.ru

Аннотация: В работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований пьезоэлектрических свойств углеродных нанотрубок (УНТ). Показано, что под действием механических напряжений УНТ поляризуются и в них формируется внутреннее электрическое поле, что приводит к изменению их сопротивления. На основе анализа полученных вольтамперных характеристик рассчитано значение пьезоэлектрического коэффициента УНТ, которое составило $0,107 \pm 0,032$ Кл/м². Полученные результаты подтверждают возможность проявления пьезоэлектрического эффекта в ориентированных углеродных нанотрубках, что открывает широкие перспективы их применения в области нанопьезотроники и наносистемной техники.

Ключевые слова: нанопьезотроника, углеродные нанотрубки, пьезоэлектрический коэффициент, деформация, сканирующая зондовая микроскопия.

1. Введение

Переход электронной компонентной базы на наноуровень связан не только с необходимостью постоянной миниатюризации ее функциональных элементов, но и с проявлением уникальных эффектов и свойств в наноразмерных структурах, нехарактерных для объемных материалов. Одним из новых направлений развития современной электроники является нанопьезотроника – область науки, изучающая возможность использования пьезоэлектрических и полупроводниковых свойств наноразмерных структур для изготовления перспективных электронных приборов и устройств [1]. Особое внимание в этой области уделяется углеродным наноструктурам, сочетающим в себе высокие значения прочности, упругости, масштабируемости, тепло- и электропроводности и аномальные пьезоэлектрические свойства [2, 3].

На настоящий момент исследования в области изучения пьезоэлектрических свойств углеродных нанотрубок (УНТ) находятся на начальном уровне и носят теоретический характер [4, 5]. Данная работа направлена на экспериментальные исследования пьезоэлектрического эффекта в вертикально ориентированных углеродных нанотрубках.

2. Методика исследования

В качестве экспериментального образца использовался массив вертикально ориентированных УНТ, выращенный методом плазмохимического осаждения из газовой фазы (PECVD). Диаметр и высота и плотность УНТ в массиве определялись с использованием метода растровой электронной микроскопии (РЭМ) и составляли 92 ± 3 нм, $2,2 \pm 0,2$ мкм и 18 мкм^{-2} , соответственно (рис. 1).

Исследование диэлектрического отклика углеродных нанотрубок проводилось методом электростатической силовой микроскопии атомно-силового микроскопа (АСМ) на расстоянии зонд-УНТ 50 нм, при приложении напряжения смещения 10 В. Данный метод позволяет получать распределение электрического поля и зарядов по поверхности нанотрубки путем регистрации распределение z-составляющей градиента распределения электрического поля по поверхности образца. Для проведения данного исследования УНТ предварительно отрывались от подложки методом контактной АСМ и горизонтально ориентировались на ней. В качестве канти-

левера использовался зонд с платиновым покрытием марки NSG10/Pt. Результаты исследования представлены на рис. 2.

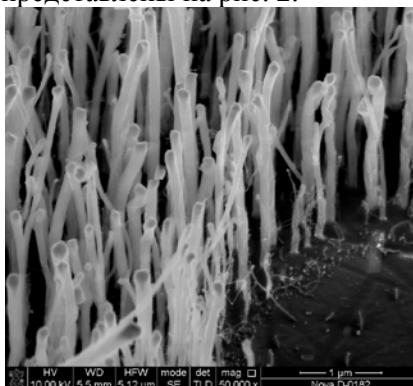


Рис. 1. РЭМ-изображение массива вертикально ориентированных УНТ

Fig. 1. SEM image of array of the vertically aligned CNT

Для определения пьезоэлектрического коэффициента углеродной нанотрубки в ней формировалась контролируемая упругая деформация и измерялись вольтамперные характеристики (ВАХ). Контролируемая упругая деформация в УНТ формировалась под действием локального электрического поля в режиме сканирующей туннельной спектроскопии [6]. Значение деформации УНТ определялась величиной туннельного зазора d от 0,2 до 3,0 нм, пропорциональной параметру обратной связи Set Point сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) от 0,3 до 0,02 нА, соответственно. После снятия внешнего электрического поля деформация УНТ сохранялась под действием сил Ван-дер-Ваальса [7]. ВАХ деформированной УНТ измерялись при приложении пилообразного импульса напряжения амплитудой 8 В и длительностью от 1 с. В качестве верхнего электрода выступал вольфрамовый СТМ-зонд, нижнего электрода – проводящий слой на подложке с УНТ.

3. Результаты и обсуждения

Исследования методом электростатической силовой микроскопии показали (рис. 2), что на поверхности горизонтально ориентированной УНТ имеется электрический заряд. Данный заряд связан с поляризацией УНТ под действием внешнего электрического поля и проявлением диэлектрических свойств [8, 9].

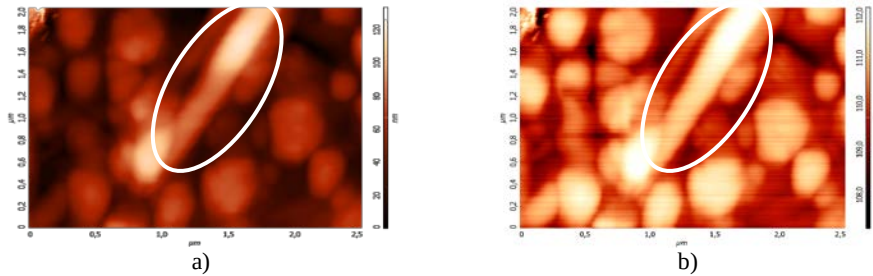


Рис. 2. Результаты исследования УНТ методом электростатической АСМ: а) АСМ-изображение, полученное в полуконтактном режиме; б) распределение электростатического поля по поверхности УНТ

Fig. 2. The results of the study of CNTs by the electrostatic AFM: a) AFM image obtained in a semi-contact mode; b) the distribution of the electrostatic field over the CNT surface

Результаты исследования упруго деформированной УНТ диаметром 92 нм и длиной 2,2 мкм показали, что наибольшая петля гистерезиса ВАХ наблюдается при величине параметра Set Point, равном 0,1 нА, что соответствует деформации УНТ примерно в 1 нм (рис. 3). Это связано с тем, что при данной деформации в УНТ формируется внутреннее электрическое поле, которое полностью перераспределяется в результате проявления пьезоэлектрического эффекта при дальнейшем приложении напряжения 8 В.

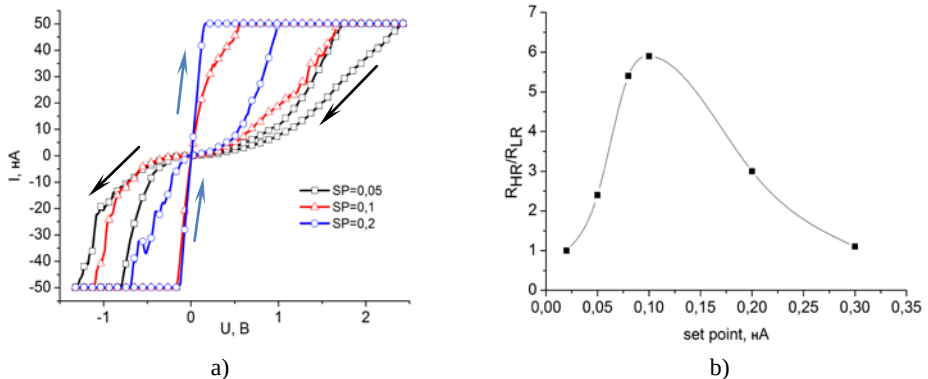


Рис. 3. Результаты исследования упруго деформированных УНТ при разном значении Set Point: а) ВАХ; б) зависимость отношения сопротивлений УНТ в высокоомном и низкоомном состояниях при напряжении чтения 0,2 В

Fig. 3. The results of studying elastically strained CNTs at different values of Set Point: a) I-V characteristic; b) the dependence of the ratio of the resistances of CNTs in the high- and low-resistance states by reading voltage at 0.2 V

При отклонении от данного значения Set Point гистерезис ВАХ уменьшается (рис. 3а). Это связано с тем, что при большем значении Set Point возникающее при деформации УНТ внутреннее электрическое поле было недостаточным для формирования ее высокоомного состояния, т.к. величина деформации УНТ (менее 1 нм) была незначительной. Уменьшение значения Set Point, напротив, приводило к росту деформации УНТ и значению ее внутреннего электрического поля. В результате чего резко увеличивалось сопротивление УНТ в низкоомном состоянии (рис. 3а). Как следствие, отношение сопротивлений УНТ в высокоомном и низкоомном состояниях было максимально при параметре Set Point, равном 0,1 нА, и уменьшалось при его увеличении или уменьшении (рис. 3б).

Таким образом, можно сделать вывод, что при деформации, равной 1 нм, и приложении напряжения 8 В внутреннее электрическое поле УНТ диаметром 92 нм и длиной 2,2 мкм стремится к нулю, и собственное сопротивление УНТ составляет около 25 МОм (рис. 3а). Затем при увеличении деформации до 1,5 – 2,0 нм сопротивление УНТ в низкоомном состоянии увеличивается до 202 – 285,7 МОм, соответственно. Если принять, что увеличение сопротивления УНТ связано с ростом внутреннего электрического поля УНТ за счет проявления пьезоэлектрического эффекта, то пьезоэлектрический коэффициент УНТ диаметром 92 нм и длиной 2,2 мкм составляет $0,107 \pm 0,032$ Кл/м². Проведенный ранее нами расчет с использованием классических уравнений пьезоэффекта показал меньшее значение пьезоэлектрического коэффициента УНТ, которое составило 0,048 Кл/м² [7]. Разница полученных значений может быть связана с неравномерным распределением деформации УНТ вдоль оси и увеличением внутреннего электрического поля нанотрубки за счет проявления в ней флексоэлектрического эффекта [3, 10].

4. Заключение

Таким образом, полученные экспериментальные результаты подтверждают проявление пьезоэлектрического эффекта в ориентированных углеродных нанотрубках. Показано, что под действием механических напряжений УНТ поляризуются и в них формируется внутреннее электрическое поле, что приводит к изменению их сопротивления. Анализ экспериментальных исследований неравномерно деформированных УНТ поз-

волил оценить значение пьезоэлектрического коэффициента, которое составило $0,107 \pm 0,032$ Кл/м².

Полученные данные могут быть использованы при разработке технологических процессов формирования устройств нанопьезотроники и наносистемной техники на основе ориентированных УНТ.

Результаты получены с использованием оборудования Научно-образовательного центра и Центра коллективного пользования «Нанотехнологии» Южного федерального университета.

Источники финансирования и выражение признательности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований проект № 16-29-14023 офи_м.

Список литературы

References

- [1] Wang Z.L., Nanopiezotronics // *Adv. Mater.* 2007. V. 19. P. 889–892.
- [2] Ren Z., Lan Y., Wang Y. Aligned Carbon Nanotubes, NanoScience and Technology. Verlag Berlin Heidelberg: Springer. 2013.
- [3] Kvashnin A.G., Sorokin P.B., Yakobson B.I., Flexoelectricity in Carbon Nanostructures: Nanotubes, Fullerenes, and Nanocones // *J. Phys. Chem. Lett.* 2015. V. 6. P. 2740–2744.
- [4] Kundalwal S.I., Meguid S.A., Weng G.J., Strain gradient polarization in graphene // *Carbon.* 2017. V. 117. P. 462–472.
- [5] Ageev O.A., Blinov Yu.F., Il'in O.I., Konoplev B.G., Rubashkina M.V., Smirnov V.A., Fedotov A.A. Study of the Resistive Switching of Vertically Aligned Carbon Nanotubes by Scanning Tunneling Microscopy // *Physic of Solid State.* 2015. V. 57. No. 4. P. 825–831.
- [6] Ageev O.A., Blinov Yu.F., Ilin M.V., Ilin O.I., Smirnov V.A., Modeling and experimental study of resistive switching in vertically aligned carbon nanotubes // *J. Phys. Conf. Ser.* 2016. V. 741(1). P. 012168.
- [7] Il'ina M.V., Il'in O.I., Blinov Yu.F., Smirnov V.A., Kolomiitsev A.S., Fedotov A.A., Konoplev B.G., Ageev O.A. Memristive switching mechanism of vertically aligned carbon nanotubes // *Carbon.* 2017. <https://doi.org/10.1016/j.carbon.2017.07.090>.
- [8] Lu W., Wang D., Chen L., Near-Static Dielectric Polarization of Individual Carbon Nanotubes // *Nano Lett.* 2007. V. 7(9). P. 2729–2733.
- [9] Kozinsky B., Marzari N., Static Dielectric Properties of Carbon Nanotubes from First Principles // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 96. P. 166801.
- [10] Chandratre S., Sharma P., Coaxing graphene to be piezoelectric // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 100. P. 023114.

Acknowledgements

The study was funded by Russian Foundation for Basic Research according to the research project No. 16-29-14023 офи_м.

Vacuum gauge based on carbon nanotubes

¹Ильин О.И., ²Рудык Н.Н., ¹Сочков Д.О.

¹ Southern Federal University, Institute of Nanotechnologies, Electronics, and Electronic Equipment Engineering, Department of Nanotechnologies and Microsystems
Taganrog, 347922, Russian Federation
oiilin@sfedu.ru

² Southern Federal University, Laboratory of Nanobiotechnology Problems and New Materials
Taganrog, 347922, Russian Federation
nnrudyk@sfedu.ru

Abstract: Manufactured and researched vacuum gauge with sensor element based on an array of vertically aligned carbon nanotubes. In the pressure range $1 \div 10^3$ и $10^{-5} \div 1$ Torr gauge showed a sensitivity of 6 mV/Torr at the current $4,5 \cdot 10^{-5}$ A, and 10 mV/Torr at the current $1,3 \cdot 10^{-5}$ A. It is shown that the energy efficiency of the sensor can be increased in the case when the electrode with CNT acts as an emitter of electrons. The power consumption of the gauge was less than 7 mW, which makes it potentially possible to use it in mobile devices.

Keywords: carbon nanotubes, chemical vapor deposition, vacuum gauge.

Вакуумметр на основе углеродных нанотрубок

¹Ильин О.И., ²Рудык Н.Н., ¹Сучков Д.О.

¹ Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, кафедра нанотехнологий и микросистемной техники
г. Таганрог, 347922, Российская Федерация
oiilin@sfedu.ru

² Южный федеральный университет, Проблемная лаборатория нанобиотехнологий и новых материалов
г. Таганрог, 347922, Российская Федерация
nnrudyk@sfedu.ru

Аннотация: Изготовлен и исследован макет вакуумметра с чувствительным элементом на основе массива вертикально ориентированных углеродных нанотрубок. В диапазоне давлений $1 \div 10^3$ и $10^{-5} \div 1$ Торр макет показал чувствительность 6 мВ/Торр при рабочем токе $4,5 \cdot 10^{-5}$ А, и 10 мВ/Торр при рабочем токе $1,3 \cdot 10^{-5}$ А. Показано, что энергоэффективность работы сенсора может быть повышена в случае, когда электрод с УНТ выступает в качестве эмиттера

электронов. При этом потребляемая мощность макета составила менее 7 мВт, что делает потенциально возможным его применение в мобильных устройствах.

Ключевые слова: углеродные нанотрубки, химическое осаждение из газовой фазы, вакуумметр.

1. Введение

В настоящее время развитие нанотехнологии является одним из важнейших направлений развития науки во всем мире. Формирование углеродных нанотрубок с заданными геометрическими параметрами и исследование их свойств является актуальной задачей, как с точки зрения фундаментальных исследований, так и с точки зрения их дальнейшего приборного применения. УНТ обладают рядом уникальных свойств [1-3], которые позволяют использовать их в качестве эмиттеров электронов в различных устройствах, в том числе и при создании чувствительных элементов вакуумметров [4].

Анализ литературных данных показал, что для определения уровня вакуума используется несколько основных типов вакуумметров: ёмкостные [5], термпарные [6], терморезисторные (Пирани) [7] и ионизационные [8]. В технологических приборах микроэлектроники наибольшее распространение получили терморезисторные и термпарные вакуумметры, работающие в диапазоне давлений 10^{-3} - 760 [9] и 10^{-12} - 10^{-1} Торр [10], соответственно. Однако перспективными являются ионизационные вакуумметры, принцип работы которых заключается в ионизации молекул газа в разрядном промежутке с последующим измерением ионного тока между электродами. Применение массива вертикально ориентированных УНТ в качестве чувствительного элемента ионизационного вакуумметра позволяет значительно снизить рабочее напряжение вакуумметра [11] и как следствие потребляемую мощность, за счет усиления неоднородности электрического поля над вершинами УНТ.

Наиболее перспективным методом локального выращивания ориентированных УНТ непосредственно на подложке является метод химического осаждения из газовой фазы (ХОГФ). Этот метод позволяет получать структуры, пригодные для использования в качестве чувствительного элемента вакуумметра [12].

Целью работы является изготовление и исследование макета вакуумметра с чувствительным элементом на основе массива углеродных нанотрубок.

2. Методика эксперимента

При создании экспериментальных образцов использовалась пластина Si(100) марки КДБ-20. Химическая очистка осуществлялась методом RCA на установке Amerimade (Amerimade Technology Inc., USA). Нанесение пленок контактного слоя Ti (250 нм), барьерного слоя Cr (20 нм) и каталитического слоя Ni (10 нм) проводилось на установке магнетронного распыления AUTO 500 (BOC Edwards, UK). Полученная структура Ni/Cr/Ti/Si помещалась в камеру модуля ПХОГФ нанотехнологического комплекса НАНОФАБ НТК-9, где проводилось выращивание массива вертикально ориентированных УНТ высотой ~ 3 мкм по режимам, описанным в [13].

Для изготовления верхнего электрода, в качестве подложки использовалась пластина Si (100) марки КДБ-20, на которой, аналогично первому этапу формировалась пленка Ti, толщиной 250 нм. Затем с помощью установки плазмохимического осаждения STE ICPd81 (SemiTEq, Россия) проводилось осаждение слоя Si_3N_4 толщиной ~ 6 мкм. Затем методом фотолитографии формировались диэлектрические опоры из нитрида кремния. На финальной стадии изготовления макета чувствительного элемента верхний электрод соединялся с нижним. Конструкция макета, схема которого приведена на рис. 1а, обеспечивает зазор между УНТ и верхним электродом в ~ 3 мкм.

Исследование работы вакуумметра проводилось в измерительном стенде на основе камеры с предельным вакуумом $8 \cdot 10^{-6}$ Торр. Измерение ВАХ проводилось с помощью пикоамперметра Keithley 6487 (Keithley Instruments Inc., USA) при заземлении верхнего электрода и приложении на нижний электрод с УНТ напряжения ± 20 В, при температуре 300 К. Контроль давления в диапазоне $760 - 10^{-5}$ Торр проводился с помощью калиброванного вакуумметра MKS Series 999 Quattro. Для сравнительного анализа и качественной оценки влияния электрода с УНТ на пробой газового промежутка изготавливался макет датчика с аналогичной конструкцией (рис. 1а), но без УНТ на нижнем электроде. Для обеспечения идентичности условий измерений зазор между плоскими электродами был уменьшен до 3 мкм.

3. Результаты и обсуждения

При анализе полученных РЭМ-изображений нижнего электрода с УНТ (рис. 1б) было установлено, что выращенные УНТ имели диаметр

80±9 нм и высоту 2,9±0,13 мкм, что с учетом толщин контактов подтверждает значение зазора между УНТ и верхним электродом ~3 мкм.

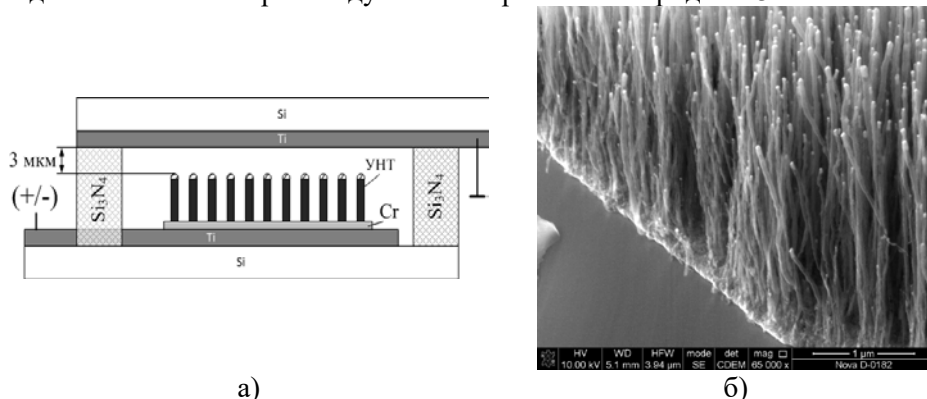


Рис. 1. Схема конструкции макета вакуумметра (а) и массив УНТ выращенный на нижнем электроде (б)

Fig. 1. Scheme of the vacuum gauge construction (a) and the bottom electrode with CNT array (b)

Анализ полученных ВАХ макета вакуумметра с УНТ (рис. 2) показал влияние давления на протекающий ток, причем прямая и обратная ветвь ВАХ имеют несимметричный вид.

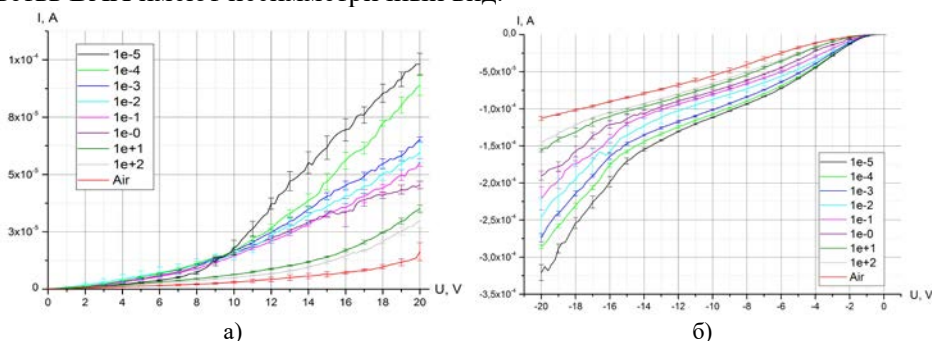


Рис. 2. ВАХ макета при различных давлениях и полярности напряжения на нижнем электроде с УНТ: а) положительной; б) отрицательной.

Fig. 2. Volt-ampere characteristics model with bottom CNT-electrode at different pressures and voltage polarity: a) positive; б) negative.

Анализ ВАХ (рис. 2) позволил построить зависимости силы тока от давления при напряжениях на нижнем электроде с УНТ ±20 В (рис. 3).

Из рисунка 3 видно, что при равных абсолютных величинах напряжения, сила тока при приложении отрицательного напряжения на электрод с УНТ, больше чем при приложении положительного напряжения.

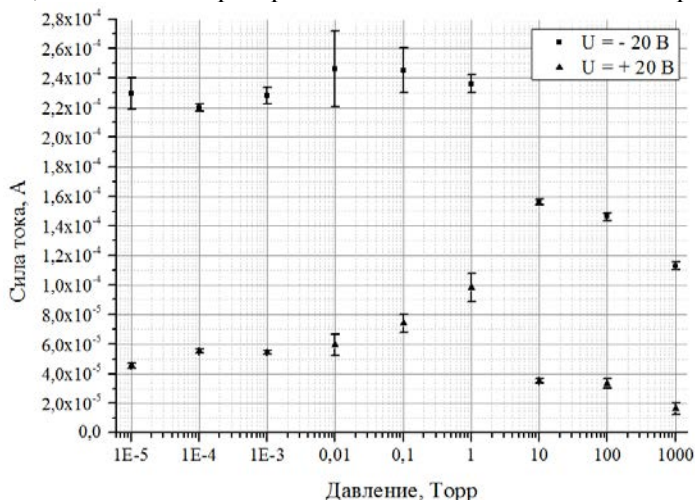


Рис. 3. Зависимость силы тока от давления при разном напряжении на электрод с УНТ

Fig. 3. The dependence of the current strength on the pressure at different voltages on CNT-electrode

Этот эффект связан с дополнительной эмиссией электронов в следствии концентрации электрического поля у вершин УНТ за счет их малого диаметра и высокого аспектного соотношения [14]. При этом макет датчика с плоскими электродами (без УНТ на нижнем электроде) не показал наличия тока даже при приложении напряжения $0 \div \pm 50$ В.

Характер зависимости напряжения от давления при постоянных токах и приложении положительного напряжения на электрод с УНТ объясняется тем, что при фиксированной величине зазора между электродами и увеличении давления от 10^{-1} до 10^3 Торр, увеличивается число столкновений электронов с нейтральными атомами и молекулами и снижается энергия электронов, накапливаемая на длине свободного пробега. При этом для поддержания постоянного уровня тока необходимо увеличивать прикладываемое напряжение.

При давлениях менее 10^{-1} Торр, согласно [15], увеличивается длина свободного пробега и накапливаемая электроном энергия, но уменьшается количество столкновений, что уменьшает вероятность ударной ионизации. Поэтому для поддержания постоянного значения тока необходимо увели-

чивать энергию электронов на длине свободного пробега за счет повышения напряжения. В нашем случае в диапазоне давлений $10^{-5} \div 10^{-1}$ Торр при токах $5 \cdot 10^{-7} \div 1,3 \cdot 10^{-5}$ А напряжение практически не изменяется, что не согласуется с [16]. Данный результат может быть связан с тем, что в исследуемом макете расстояние между электродами (~ 3 мкм), значительно меньше длины свободного пробега электрона, которая в условиях низкого вакуума составляет порядка 500 мкм [16]. Таким образом, вклад в общий ток вносят лишь эмитированные электроны, которые в условиях вакуума преодолевают межэлектродное расстояние практически беспрепятственно. При этом для поддержания заданного уровня тока в случае, когда УНТ являются эмиттерами электронов (отрицательное напряжения на электроде с УНТ) требуется приложить в 4 раза меньшее напряжение, чем в случае, когда электроны эмитируются с плоского электрода.

Анализ результатов (рис. 2, 3) показал, что для исследованного макета вакуумметра можно выделить два диапазона чувствительности по давлению: в пределах $10^{-5} \div 1$ Торр и $1 \div 10^3$ Торр, для которых чувствительность составляет 6 мВ/Торр (при рабочем токе $4,5 \cdot 10^{-5}$ А) и 10 мВ/Торр (при рабочем токе $1,3 \cdot 10^{-5}$ А), соответственно.

4. Заключение

В результате проведенной работы изготовлен и исследован макет вакуумметра с чувствительным элементом на основе массива вертикально ориентированных УНТ. В диапазоне давлений $1 \div 10^3$ Торр макет продемонстрировал чувствительность 6 мВ/Торр при рабочем токе $4,5 \cdot 10^{-5}$ А, а в диапазоне $10^{-5} \div 1$ Торр чувствительность макета составила 10 мВ/Торр при рабочем токе $1,3 \cdot 10^{-5}$ А. Показано, что энергоэффективность работы сенсора может быть повышена в случае, когда электрод с УНТ выступает в качестве эмиттера электронов. В таком режиме работы, для поддержания заданного уровня тока, следует приложить меньшее напряжение (в 4 раза в данном макете), чем случае, когда в качестве эмиттера электронов выступает плоский электрод без УНТ. При этом потребляемая мощность макета составила менее 7 мВт, что делает потенциально возможным его применение в мобильных устройствах.

Источники финансирования и выражение признательности

Работа выполнена в рамках реализации внутреннего гранта Южного федерального университета № ВнГр-07/2017-26.

Список литературы

- [1] V.N. Popov. Carbon nanotubes: Properties and application // Mater. Sci. Eng. R Reports. 2004. No.43. P. 61–102.
- [2] O. A. Ageev, S.V. Balakirev, Al.V. Bykov et al. Development of New Metamaterials for Advanced Element Base of Micro- and Nanoelectronics, and Microsystem Devices, Advanced Materials. Manufacturing, Physics, Mechanics and Applications // Parinov, Chang, Topolov (Eds.). Springer International Publishing Switzerland. 2016. P. 563-580.
- [3] M. Kosaka. Electronic Properties of Carbon Nanotubes Probed by Magnetic Measurements // The Science and Technology of Carbon Nanotubes. 1999. P. 76-88.
- [4] Y. Yang, L. Liu, K. Jiang, S. Fan. A vacuum sensor using field emitters made by multi-walled carbon nanotube yarns // Vacuum. 2012. No. 86. P. 885–888.
- [5] X. Hao, K. Maenaka, H. Takao, K. Higuchi, An analytical thermal-structural model of a gas-sealed capacitive pressure sensor with a mechanical temperature compensation structure // Sensors and Actuators A: Physical. 2014. No. 205. P. 92–102.
- [6] S. Wilfert, C. Edelmann. Field emitter-based vacuum sensors // Vacuum. 2012. No. 86. P. 556–571.
- [7] E. Gavignet, F. Lanzetta. Dynamic operation of a micro-thermocouple sensor as a vacuum gauge // Vacuum. 2014. No. 100. P. 18–21.
- [8] A. Górecka-Drzazga. Miniature and MEMS-type vacuum sensors and pumps // Vacuum. 2009. No. 83. 1419–1426.
- [9] Z. Hou, D. Xu, B. Cai. Ionization gas sensing in a microelectrode system with carbon nanotubes // Appl. Phys. Lett. 2006. No. 89. P. 21–24.
- [10] A. Modi, N. Koratkar, E. Lass, B. Wei, P.M. Ajayan. Miniaturized gas ionization sensors using carbon nanotubes // Nature. 2003. No. 424. P. 171–174.
- [11] W. Jitschin, S. Ludwig. Dynamical behaviour of the Pirani sensor // Vacuum. 2004. No. 75. P. 169–176.
- [12] X. Sun, D. Xu, B. Xiong, G. Wu, Y. Wang. A wide measurement pressure range CMOS-MEMS based integrated thermopile vacuum gauge with an XeF2 dry-etching process // Sensors Actuators, A Phys. 2013. No. 201. P. 428–433.
- [13] O.A. Ageev, O.I. Il'in, V.S. Klimin, B.G. Konoplev, A.A. Fedotov, Research of catalytic centers formation modes for growing arrays aligned carbon nanotubes by PECVD // Khim. Fiz. Mezoskop. 2011. No. 13. P. 226–231.
- [14] N. Doostani, S. Darbari, S. Mohajerzadeh, M.K. Moravvej-Farshi, Fabrication of high-ly sensitive field emission based pressure sensor, using CNTs grown on micro-machined substrate // Sensors Actuators, A Phys. 2013. No. 201. P. 310–315.
- [15] M. Alimpijević, Z. Rajović, D. Brajović, M. Vujisić, K. Stanković. Influence of the breakdown mechanism to the left of the Paschen minimum on the breakdown temperature of the free electron gas Maxwell spectrum // Vacuum. 2014. No. 99. P. 89–94.
- [16] S. Jennings. The Mean Free Path in Air // J. Aerosol Sci. 1988. No. 19. P. 159–166.

Acknowledgements

This work was funded by Internal grant of the Southern Federal University No. VnGr-07/2017-26.

Multisensory gas microsystems with low energy consumption based on nanostructured substrates

¹Gorokh G.G., ¹Zakhlebaeva A.I., ²Khatko V.V., ²Reutskaya O.G.,
³Taratyn I.A.

¹Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics
Minsk, 220013, Belarus, gorokh@bsuir.by

²Belarusian National Technical University
Minsk, 220013, Belarus, reutskaya@gmail.com

³Public Corporation "Minsk Research Institute of Radiomaterials
Минск, Беларусь, mems.irma@gmail.com

Abstract: The design and technology of multisensory gas microsystem manufacturing on substrate of nanoporous anodic alumina have been developed. The electrophysical characteristics of the developed microsystem have been studied, and responses to the action of active gases have been received.

Keywords: nanoporous anodic alumina, chemical sensor, multisensory system.

Мультисенсорные газовые микросистемы с низким энергопотреблением на основе наноструктурированных подложек

¹Горох Г.Г., ¹Захлебаева А.И., ²Хатько В.В., ²Реутская О.Г.,
³Таратын И.А.

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
Минск, 220013, Беларусь, gorokh@bsuir.by

²Белорусский национальный технический университет, \
Минск, 220013, Беларусь, oreutskaya@gmail.com

Минский научно-исследовательский институт радиоматериалов\
Минск, Беларусь, mems.irma@gmail.com

Аннотация: Разработана конструкция и технология изготовления мультисенсорной газовой микросистемы на подложке из нанопористого анодного оксида алюминия. Исследованы электрофизические характеристики разработанной микросистемы, получены отклики к воздействию активных газов.

Ключевые слова: нанопористый анодный оксид алюминия, химический сенсор, газовая микросистема

1. Введение

При разработке газовых сенсоров все более возрастают требования к характеристикам, таким как их чувствительность к предельным концентрациям, селективность, потребляемая мощность и т.д. Одним из путей повышения чувствительности и селективности сенсоров является увеличение эффективной поверхности активного слоя [1]. Наиболее перспективным для структурирования газочувствительных пленок является анодный оксид алюминия (АОА) [2], представляющий собой упорядоченное скопление гексагональных ячеек с цилиндрическими порами в центре их, геометрическими параметрами которых можно управляемо варьировать путем подбора условий их формирования. Хорошая механическая прочность АОА позволяет формировать на одном кристалле микросистемы, содержащие несколько сенсоров, сохраняя при этом размеры однокристалльной структуры [3]. Структурирование сформированных по золь-гель технологии металлооксидных газочувствительных слоев обеспечивает высокие сенсорные отклики на ряд токсичных и горючих газов [4]. Изготовление на одной подложке мультисенсорных микросистем с различными газочувствительными слоями позволяет проводить распознавание состава многокомпонентных газовых сред [5].

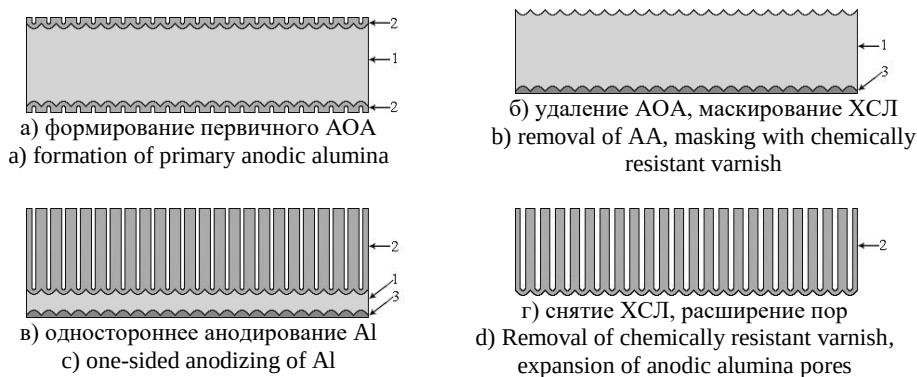
В данной работе представлены результаты разработки конструкции и технологии формирования, а также исследования электрофизических характеристик мультисенсорной микросистемы на подложке из АОА.

2. Изготовление подложек

Подложки из АОА получали методом двухстадийного электрохимического анодирования алюминиевых заготовок (99,95%) толщиной 100 мкм, которые предварительно подвергали термомеханической обработке при 350°C под давлением около 10^7 Па и электрохимической полировке в растворе хлорной и уксусной кислот [3]. На первой стадии алюминиевые заготовки анодировали на глубину 5 мкм в 0,5 М водном растворе щавелевой кислоты при постоянном напряжении 50 В. Регистрацию и мониторинг *in situ* электрических параметров процесса анодирования проводили с помощью интерфейсной шины общего назначения (general purpose interface bus GPIB, IEEE 488), соединенной с персональным компьютером, имеющим программное обеспечение HP Vee 6.01.

Сформированный первичный слой АОА селективно удаляли в водном растворе ортофосфорной кислоты и хромового ангидрида, в результате чего на поверхности алюминия оставался упорядоченный микрорельеф

отпечатков оксидных ячеек. Затем одну из сторон полученной заготовки маскировали слоем химически стойкого лака (ХСЛ) и проводили повторное одностороннее анодирование алюминиевой подложки в электрохимических условиях, аналогичных первому анодированию. После чего с подложки удаляли слой ХСЛ и селективно растворяли оставшийся после анодирования слой алюминия в растворе хлорида меди и соляной кислоты. Далее сформированные подложки выдерживали 15 минут в 2 М растворе серной кислоты, нагретом до 50°C, для увеличения размера пор до 50 нм. Последовательность технологического маршрута изготовления подложек из АОА схематически показана на рисунке 1.



1 - Al; 2 – АОА (anodic alumina); 3 – ХСЛ (chemically resistant varnish)

Рис. 1. Маршрут изготовления подложек из АОА

Fig. 1. Route for manufacturing of anodic alumina substrates

Электронно-микроскопические изображения поверхности, сечения и обратной стороны изготовленных подложек АОА, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа Hitachi S-806, показаны на рисунке 2. На сформированных подложках была изготовлена газовая микросистема из четырех сенсоров, размеры конструктивных элементов которых были определены таким образом, чтобы обеспечить минимальные тепловые потери при работе.

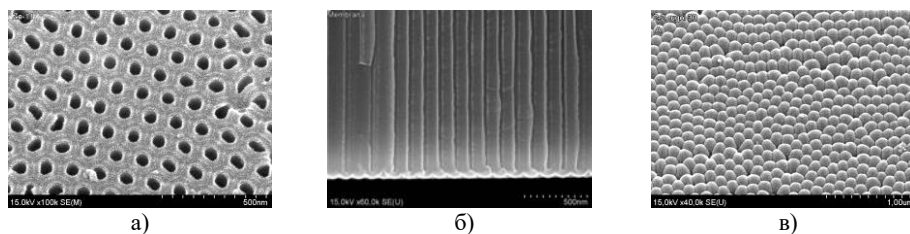


Рис. 2. Фотографии поверхности (а), поперечного сечения (б) и обратной стороны (в) сформированной нанопористой подложки

Fig. 2. SEM of the surface (a), the cross section (b) and the reverse side (c) of the formed nanoporous alumina substrate

3. Конструкция и технология изготовления микросистемы

На рисунке 3 представлена топология газовой микросистемы. Ее отличие по сравнению с разработанной ранее микросистемой [3] заключается в усовершенствовании конструкции матричного сенсора: ширина платиновых выводов увеличена до 50 мкм с 25 мкм, окна перфорации уменьшены на 100 мкм. Данные изменения были проведены с целью снижения тепловых потерь и уменьшения сопротивлений элементов кристалла. Нагреватель микросистемы толщиной 0,5 мкм выполнен в виде меандра. Платиновые электроды для снятия сигнала с полупроводникового чувствительного слоя, осаждаемого на систему из нагревателя и электродов, расположены перпендикулярно к нагревателю и образуют с ним зазор в 5–10 мкм. Толщина платиновых электродов к чувствительному слою составляет 0,5 мкм. Кристалл микросистемы, изготовленный на подложке нанопористого АОА (толщина – 50 мкм, пористость ~ 25 %), имеет размер – 3,7×3,7 мм. Для системы с нагревателем в виде меандра размер площадки под системой из нагревателя и электродов составляет 400×400 мкм. Большой размер площадки для нагревателя в виде меандра позволяет увеличить общую площадь чувствительного слоя. Использование в топологии микросистемы сквозных отверстий, как и использование самой нанопористой диэлектрической подложки, призвано снизить потребляемую мощность газовой микросистемы за счет уменьшения объема контактирующего с нагревателем материала подложки и уменьшения коэффициента теплопроводности алюмооксидной подложки зависящего от ее пористости [4]. Технология изготовления газовой микросистемы состоит из нескольких основных блоков технологических операций [3].

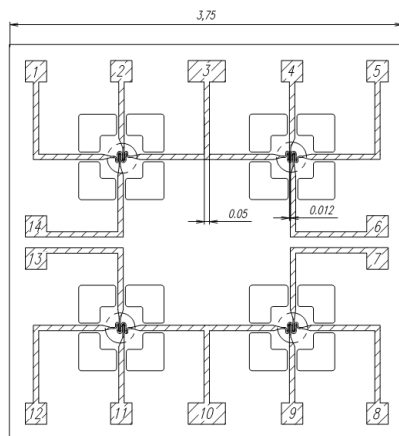


Рис. 3. Топология кристалла газовой микросистемы

Fig. 3. Topology of gas microsystem crystal

Первый блок, связанный с созданием системы платиновых нагревателя и электродов с контактными площадками, включает осаждение многослойной системы металлических пленок (Pt, V и Al) на планарную сторону диэлектрической подложки, где двухслойная система V – Al выступает в дальнейшем в качестве маски при формировании топологии нагревателя и электродов. Затем, после проведения фотолитографической операции, травление алюминия и ванадия соответствующими химическими травителями и платины - ионно-лучевым травлением. После химического удаления фоторезиста, Al и V формирование топологии нагревателя и электродов с контактными площадками.

При создании сквозных отверстий в диэлектрической подложке (второй блок технологических операций) использовалась, разработанная в ОАО Минский НИИ радиоматериалов инновационная технология микромеханической обработки (micro-machining) нанопористого анодного оксида алюминия. Данный блок включает осаждение двухслойной системы металлических пленок V-Al на планарную и обратную сторону подложки со сформированными нагревателем и электродам. Нанесение на поверхность алюминия фоторезиста и формирование в нем и затем в маске топологии сквозных отверстий, жидкостное химическое травление Al_2O_3 через маску V – Al и химическое удаление фоторезиста и маски.

Третий блок технологических операций, включает нанесение полупроводникового чувствительного слоя $SnO_2+Pt\ 1,5\%+Pd\ 1,5\%$ и его термо-

обработку для создания хорошего контакта к платиновым электродам и формирования необходимой структуры слоя. Изготовленные кристаллы микросистемы разваривались в металлический корпус, для проведения измерений сенсорного отклика к активным газам (Рис. 4).

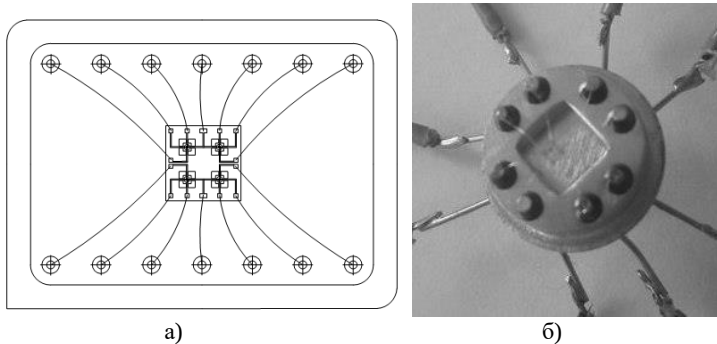


Рис. 4. Схема распайки (а) и внешний вид микросистемы (б)
Fig. 4. Desoldering scheme (a), and image of gas microsystem (b)

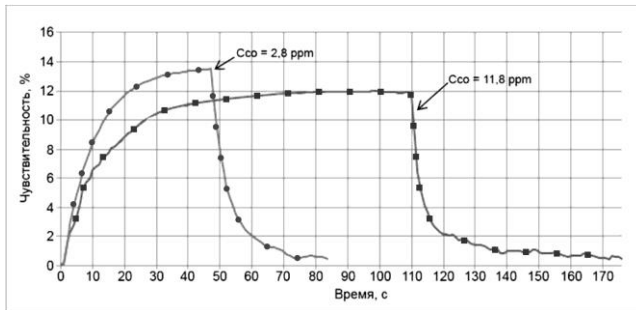
4. Измерение характеристик микросистемы

Исследование откликов микросистемы на активные газы проводили на экспериментальном стенде, состоящем из измерительной ячейки, системы создания и поддержания заданной газовой среды в ячейке и приборов измерения электрических сигналов. В качестве поверочных газовых смесей использовали газовые смеси с содержанием 2,8 ppm CO, 11,8 ppm CO, 4 ppm NO₂ и 100 ppm C₃H₈. Величину сенсорного отклика определяли как разность между сопротивлением сенсоров при воздействии активного газа (R_{gas}) и сопротивлением сенсоров в воздухе (R_{air}). Чувствительность микросистемы определяли как процентное отношение R_{gas} и R_{air} : $S = [(R_{air} - R_{gas}) / R_{gas}] \times 100\%$. Результаты измерений чувствительности микросистемы к C₃H₈, NO₂ и CO приведены в таблице 1.

На рисунке 5 приведены изотермические отклики микросистемы с чувствительным слоем In₂O₃+Al₂O₃+Pt при воздействии CO, полученные в различных режимах измерения. При проведении измерений в первом режиме устанавливали значения рабочих токов и напряжений сенсоров равными $I = 61$ мА и $U = 1,4$ В, спустя 5–10 мин., после выхода сопротивления микросистемы на «постоянное» значение, проводили измерения сенсорного отклика на 2,8 ppm и 11,8 ppm CO при мощности $N = 85,4$ мВт. Полученные результаты представлены на рис. 5, а.

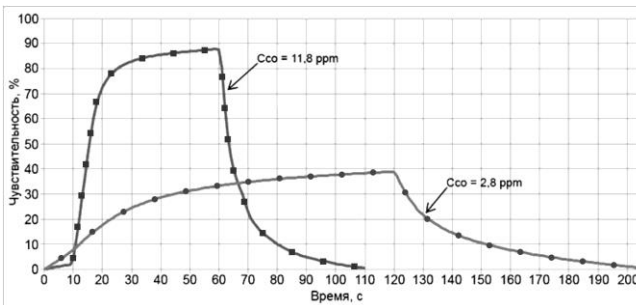
Табл. 1. Чувствительность газовой микросистемы к C_3H_8 , NO_2 , COTable. 1. The sensitivity of the gas microsystem to C_3H_8 , NO_2 , CO

Потребляемая мощность, мВт Power Consumption, mW	Концентрация детектируемого газа, ppm The concentration of the detected gas, ppm	Чувствительность, % Sensitivity, %
48	$C(C_3H_8) = 100$	55
	$C(NO_2) = 4$	82
60	$C(C_3H_8) = 100$	73
	$C(NO_2) = 4$	72
85	$C(CO) = 11,8$	12
	$C(CO) = 2,8$	15
15	$C(CO) = 11,8$	90
	$C(CO) = 2,8$	40



а) Режим измерения: $I = 61$ мА, $U = 1,4$ В, $N = 85,4$ мВт

a) Measurement mode: $I = 61$ mA, $U = 1.4$ V, $N = 85.4$ mW



б) Режим измерения: $I = 61$ мА, $U = 1,4$ В, отжиг $t = 5$ сек,
переход в $I = 11$ мА, $U = 0,118$ В, $N = 14,1$ мкВт

b) Measuring mode: $I = 61$ mA, $U = 1.4$ V, annealing $t = 5$ sec,
Transition to $I = 11$ mA, $U = 0.118$ V, $N = 14.1$ μ W

Рис. 5. Отклики микросистемы к CO при мощности 85,4 мВт (а) и 14,1 мкВт (б)

Fig. 5. The response of the microsystem to CO at a power of 85.4 mW (a) and 14.1 mW (b)

Во втором режиме измерения после кратковременной (в течение 5 сек) работы сенсоров в режиме $I = 61$ мА, $U = 1,4$ В, значения рабочего

тока и напряжения снижали до $I = 11$ мА, $U = 0,118$ В, после чего фиксировали отклики микросистемы на 2,8 ppm и 11,8 ppm CO, при этом величина потребляемой мощности снижалась до $N = 14,1$ мкВт (рис. 5, б). Данный режим позволяет получить более высокий сенсорный отклик и снизить потребляемую мощность системы в целом, как показано на рис. 5.

5. Заключение

В результате последовательного решения технологически связанных задач были разработаны технологические процессы создания мультисенсорной микросистемы на основе микромощных химических сенсоров на подложках из АОА. Варьируя режимами измерения, а также составом чувствительных слоев можно управлять чувствительностью и избирательностью микросистемы по отношению к различным газам. Использование в конструкции микросистемы нанопористой подложки из АОА позволяет существенно повысить ее чувствительность и понизить потребляемую мощность. Высокие эксплуатационные характеристики данных газовых сенсоров, а именно: высокая чувствительность и селективность, низкое энергопотребление, позволяют использовать этот тип сенсоров в газовых микросистемах совместно с другими типами сенсоров, например – термokatалитическими, для создания электронного сенсорного устройств и методики селективного контроля токсичных и парниковых газов в окружающей среде. Создание сенсорного устройства на основе набора каталитических и полупроводниковых сенсоров, а также методик контроля позволит осуществлять селективный контроль взрывоопасных и токсичных газов в окружающей атмосфере закрытых помещений. Его высокая селективность будет обеспечиваться выбором материала чувствительного слоя газового сенсора, например, использование WO_3 обеспечит регистрацию газов окислителей, в первую очередь оксидов азота.

Источники финансирования и выражение признательности

Доклад подготовлен по итогам исследования, проведенного в рамках гранта Белорусского фонда фундаментальных исследований и Министерства образования № Ф16МВ-021.

Список литературы

- [1] Gorokh G., Mozalev A., Solovei D., Khatko V., Llobet E., Correig X., Anodic Formation of Low-Aspect-Ratio Porous Alumina Films for Metal-Oxide Sensor Application // *Electrochim. Acta* 52 (2006) pp. 1771-1780.
- [2] Khatko V., Mozalev A., Gorokh G., Solovei D., Guirado F., Llobet E., Correig X., Evolution of Surface Morphology and Crystal Texture of WO_3 Layers Sputtered onto Si-

supported Nanoporous Alu-mina Templates // Journal of The Electro-Chemical Society. 2008. Vol. 155. № 7. P. K116-K123.

[3] Gorokh G.G., Zakhlebayeva A.I., Belahurau Ye.A., Khatko V.V., Taratyn I.A., Chemical gas sensors on the nanoporous anodic alumina substrate // Journal of Nano and Microsystem Technique. 2014. Vol. 9. P. 45-51.

[4] Пянко А.В., Жилинский В.В., Горох Г.Г., Химический синтез наноструктурированных систем с хемочувствительными свойствами // Promising materials and processes in technical electrochemistry: Monograph / KNUTD; ed.: V.Z. Barsukov [et al.]. – Kyiv, 2016. – P. 185–188.

[5] Горох Г.Г., Захлебаева А.И., Таратын И.А., Реутская О.Г., Хатько В.В., Пути снижения потребляемой мощности тонкопленочных химических сенсоров. Материалы 25-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» («КрыМиКо`2015»). Севастополь, 6–12 сентября 2015 г. Т. 1. С. 645-648.

References

[1] Gorokh G., Mozalev A., Solovei D., Khatko V., Llobet E., Correig X., Anodic Formation of Low-Aspect-Ratio Porous Alumina Films for Metal-Oxide Sensor Application // Electrochim. Acta 52 (2006) pp. 1771-1780.

[2] Khatko V., Mozalev A., Gorokh G., Solovei D., Guirado F., Llobet E., Correig X., Evolution of Surface Morphology and Crystal Texture of WO₃ Layers Sputtered onto Si-supported Nanoporous Alu-mina Templates // Journal of The Electro-Chemical Society. 2008. Vol. 155. № 7. P. K116-K123.

[3] Gorokh G.G., Zakhlebayeva A.I., Belahurau Ye.A., Khatko V.V., Taratyn I.A., Chemical gas sensors on the nanoporous anodic alumina substrate // Journal of Nano and Microsystem Technique. 2014. Vol. 9. P. 45-51. (in Russian).

[4] Pyanko A.V., Zhilinsky V.V., Gorokh G.G., Chemical synthesis of nanostructured systems with chemosensitive properties // Promising materials and processes in technical electrochemistry: Monograph / KNUTD; ed.: V.Z. Barsukov [et al.]. – Kyiv, 2016. – P. 185–188. (in Russian).

[5] Gorokh G.G., Zakhlebayeva A.I., Taratyn I.A., Reutskaya O.G., Khatko V.V., Ways to reduce the power consumption of thin-film chemical sensors // Proceedings of 25th Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo’2015), Sevastopol, Crimea, – P. 645-648 (in Russian).

Acknowledgements

The paper is based on the research, which was conducted in the framework of projects of the Belarusian Foundation for Basic Research and Ministry of Education No. Ф16MB-021.

Space and time characteristics of electron-hole plasma with zero enthalpy

Obukhov I.A.

Research & Development Company "System Recourses",
Moscow Region, 142717, Russian Federation
i_obukhov@systemres.ru, iao001@mail.ru

Abstract: Creation conditions of the electron-hole plasma with a zero enthalpy density in semiconductors are theoretically researched. It is shown that such plasma may be obtained at a low temperature by an external photons radiation. Fluctuations of charge carriers density in the researched plasma are long-time (0,01 seconds - 3 hours), and lengths of their relaxation are macroscopic (0,1 cm - 10 cm). The self-consistent structuring of quasi-particles to spatial objects with nanometer or submicron sizes is possible. The development of instability in this plasma is possible too.

Keywords: electron-hole plasma, zero enthalpy, instability.

Пространственные и временные характеристики электронно-дырочной плазмы с нулевой энтальпией

Обухов И.А.

НПП «Системные Ресурсы»
Московская обл., 142717, Российская Федерация
i_obukhov@systemres.ru, iao001@mail.ru

Аннотация: Теоретически исследованы условия формирования в полупроводниках электронно-дырочной плазмы с нулевой плотностью энтальпии. Показано, что такая плазма может быть получена при низкой температуре путем облучения полупроводника внешним электромагнитным излучением. Флуктуации плотностей носителей заряда в исследуемой плазме оказываются долгоживущими (от 0,01 с до 3 часов), а длины их релаксации макроскопическими (от 0,1 см до 10 см). Возможно самосогласованное структурирование квазичастиц плазмы в пространственные объекты нанометровых и субмикронных размеров, а также развитие неустойчивости.

Ключевые слова: электронно-дырочная плазма, нулевая энтальпия, неустойчивость.

1. Введение

В работе [1] показано, что в полупроводнике может существовать электронейтральное состояние электронно-дырочной плазмы, характеризующее нулевой плотностью энтропии. Необычные свойства такой материальной среды обусловлены наличием случайного электромагнитного поля, порождаемого переходами между различными квантовыми состояниями квазичастиц.

Для вырожденных газов электронов и дырок, когда

$$F^{(e)} > \Delta / 2, F^{(h)} < -\Delta / 2 \quad (1.1)$$

при постоянной температуре T , удовлетворяющей условиям

$$p_F^{(e)2} / m_e \ll k_B T \ll \Delta(\Delta / m_e c_s^2), p_F^{(h)2} / m_h \ll k_B T \ll \Delta(\Delta / m_h c_s^2), \quad (1.2)$$

плотность энергии $\varepsilon^{(s)}$ и давление $p^{(s)}$ случайного электромагнитного поля выражаются соотношениями

$$\varepsilon^{(s)} = \varepsilon^{(e,e)} + \varepsilon^{(h,h)} + \varepsilon^{(e,h)} \approx -4\pi(e^2 / \hbar)(2\pi\hbar)^{-3}(4/\pi - 1)(k_B T)^2(m_e^2 + m_h^2), \quad (2.1)$$

$$p^{(s)} = p^{(e,e)} + p^{(h,h)} + p^{(e,h)} \approx -\varepsilon^{(s)} / 3 \approx (4\pi/3)(e^2 / \hbar)(2\pi\hbar)^{-3}(4/\pi - 1)(k_B T)^2(m_e^2 + m_h^2). \quad (2.2)$$

Здесь $F^{(e)}$ и $F^{(h)}$, $p_F^{(e)}$ и $p_F^{(h)}$, m_e и m_h – химические потенциалы, импульсы Ферми и эффективные массы электронов и дырок; Δ – ширина запрещенной зоны полупроводника; c_s – скорость света в полупроводнике; e – заряд электрона; $\hbar$ – постоянная Планка, деленная на 2π ; k_B – постоянная Больцмана. Вклады переходов электрон-электрон, дырка-дырка и электрон-дырка в суммарные плотность энергии $\varepsilon^{(s)}$ и давление $p^{(s)}$ даются выражениями

$$\varepsilon^{(e,e)} \approx -4\pi(e^2 / \hbar)(2\pi\hbar)^{-3}(4/\pi - 1)(m_e k_B T)^2, p^{(e,e)} \approx -\varepsilon^{(e,e)} / 3, \quad (3.1)$$

$$\varepsilon^{(h,h)} \approx -4\pi(e^2 / \hbar)(2\pi\hbar)^{-3}(4/\pi - 1)(m_h k_B T)^2, p^{(h,h)} \approx -\varepsilon^{(h,h)} / 3, \quad (3.2)$$

$$\varepsilon^{(e,h)} \approx -(32/9)(e^2 / \hbar)(2\pi\hbar)^{-3}c_s^2(p_F^{(e)3} p_F^{(h)3} / \Delta^2), p^{(e,h)} \approx \varepsilon^{(e,h)}. \quad (3.3)$$

Из условия электронейтральности плазмы следуют равенства

$$p_F^{(e)} = p_F^{(h)} = p^{(d)}, m_e F^{(e)} + m_h F^{(h)} = (\Delta / 2)(m_e - m_h). \quad (4)$$

Требование обращения в нуль плотности энтропии среды, включающей в себя электроны, дырки и случайное электромагнитное поле, приводит к уравнению

$$p^{(d)3} = (e^2 / \hbar)(4/\pi - 1)(k_B T^{(d)})^2(m_e^2 + m_h^2) / \Delta, \quad (5)$$

связывающему её импульс Ферми $p^{(d)}$ и температуру $T^{(d)}$. Необходимым условием существования этого экзотического состояния является неравновесность электронно-дырочной плазмы, определяемая соотношением

$$F^{(e)} - F^{(h)} = \Delta + p^{(d)2} (m_e + m_h) / 2m_e m_h. \quad (6)$$

В этой статье представлена модель, позволяющая описать такую неравновесную плазму, и исследованы некоторые ее особенности.

2. Уравнения баланса числа частиц

Для собственного полупроводника уравнения баланса электронов и дырок в плазме запишем в виде

$$\partial n^{(e)}(t, \vec{r}) / \partial t + (\nabla, \vec{j}^{(e)}) = g(t, \vec{r}) + G(t, \vec{r}), \quad (7.1)$$

$$\partial n^{(h)}(t, \vec{r}) / \partial t + (\nabla, \vec{j}^{(h)}) = g(t, \vec{r}) + G(t, \vec{r}), \quad (7.2)$$

где $n^{(e)}(t, \vec{r})$, $n^{(h)}(t, \vec{r})$ и $\vec{j}^{(e)}(t, \vec{r})$, $\vec{j}^{(h)}(t, \vec{r})$ – концентрации и плотности пространственных потоков электронов и дырок; t и $\vec{r}$ – время и пространственный радиус-вектор; $g(t, \vec{r})$ – скорость рекомбинации квазичастиц; $G(t, \vec{r})$ – скорость генерации электронов и дырок внешним воздействием.

При отсутствии внешних электромагнитных полей и постоянной температуре для концентраций и плотностей потоков справедливы выражения

$$n^{(e,h)}(t, \vec{r}) = 2(2\pi\hbar)^{-3} \int d^3k f(s^{(e,h)}(F^{(e,h)}(t, \vec{r}), T, U^{(e,h)}(t, \vec{r}), k)), \quad (8.1)$$

$$\vec{j}^{(e,h)}(t, \vec{r}) = 2(2\pi\hbar)^{-3} \int d^3k (\vec{k} / m_{e,h}) f(s^{(e,h)}(F^{(e,h)}(t, \vec{r}), T, U^{(e,h)}(t, \vec{r}), k)), \quad (8.3)$$

где $\vec{k}$ – квазиимпульс электрона или дырки;

$$f(s) = (1 + \exp\{s\})^{-1}, \quad (9.1)$$

– функция распределения Ферми-Дирака;

$$s^{(e,h)} = (k^2 / 2m_{e,h} + \Delta / 2 \mp F^{(e,h)} - (\vec{k}, \vec{U}^{(e,h)})) / k_B T, \quad (9.2)$$

$\vec{U}^{(e)}$ и $\vec{U}^{(h)}$ – гидродинамические скорости квазичастиц [2,3], для которых выполняются соотношения

$$\vec{U}^{(e)}(t, \vec{r}) = -(\tau^{(e)} / m_e) \nabla F^{(e)}(t, \vec{r}), \vec{U}^{(h)}(t, \vec{r}) = (\tau^{(h)} / m_h) \nabla F^{(h)}(t, \vec{r}). \quad (10)$$

Времена релаксации импульса для электронов и дырок $\tau^{(e)}$ и $\tau^{(h)}$ являются положительными величинами. Они ответственны за электрическое сопротивление среды [3,4]. Их физическая природа и численные значения определяются процессами случайного рассеяния электронов и дырок.

Табл. 1. Времена и длины релаксации к химическому равновесию в электронейтральной электронно-дырочной плазме с нулевой энтальпией

Table 1. Times and lengths of relaxation to chemical equilibrium in electro-neutral electron-hole plasma with zero enthalpy

Материал Material	τ_{rel} (s)	L_{rel} (cm)	$T^{(d)}$ (K)	$n^{(d)}$ (cm ⁻³)	$G^{(d)}$ (cm ⁻³ s ⁻¹)
Si	1,22E+04	3,78E+01	1,68E+00	2,33E+12	3,98E+09
GaAs	9,69E-02	1,45E-01	3,00E+00	2,11E+12	5,80E+14
InSb	6,76E+01	8,87E+00	2,11E-02	1,44E+10	6,76E+07

Положим, что функция $g(t, \vec{r})$ имеет следующий вид

$$g(t, \vec{r}) = -\omega^{(e,h)}(t, \vec{r})n^{(e)}(t, \vec{r})n^{(h)}(t, \vec{r})Y^{(e,h)}(t, \vec{r}) \quad (11)$$

где $\omega^{(e,h)}$ – коэффициент рекомбинации зона-зона, имеющий размерность $см^3 c^{-1}$, а величина

$$Y^{(e,h)}(t, \vec{r}) = 1 - \exp\{-(F^{(e)}(t, \vec{r}) - F^{(h)}(t, \vec{r})) / k_B T\} \quad (12)$$

является мерой неравновесности смеси электронного и дырочного газов. Такой выбор $g(t, \vec{r})$ обеспечивает при $G = 0$ релаксацию решений уравнений (7.1) и (7.2) к состоянию локального химического равновесия, определенному равенством

$$F^{(e)}(t, \vec{r}) = F^{(h)}(t, \vec{r}). \quad (13)$$

Для времени релаксации разности химических потенциалов к нулю в случаях невырожденной и вырожденной плазмы справедливы выражения

$$\tau_{rel} = (n^{(e)} + n^{(h)}) / 2\omega^{(e,h)}n^{(e)}n^{(h)} \quad (14.1)$$

$$\tau_{rel} = (9k_B T \pi^2 \hbar^3 / 2\omega^{(e,h)} p_F^{(e)3} p_F^{(h)3})(m_e p_F^{(e)} + m_h p_F^{(h)}). \quad (14.2)$$

Длина релаксации дается формулой

$$L_{rel} = [(k_B T / 2)(\tau^{(e)} n^{(e)} / m_e + \tau^{(h)} n^{(h)} / m_h) / \omega^{(e,h)} n^{(e)} n^{(h)}]^{1/2}. \quad (14.3)$$

Для плазмы с нулевой плотностью энтальпии, когда

$$n^{(e)} = n^{(h)} = n^{(d)} = (8\pi / 3)(p^{(d)} / 2\pi\hbar)^3, \quad (15)$$

получим

$$\tau_{rel} = (3k_B T(m_e + m_h) / 2p^{(d)2})\tau^{(d)}, \quad (16.1)$$

$$L_{rel} = [k_B T \tau^{(d)}(\tau^{(e)} m_h + \tau^{(h)} m_e) / 2m_e m_h]^{1/2}, \quad (16.2)$$

где

$$\tau^{(d)} = 1 / \omega^{(e,h)} n^{(d)}. \quad (16.3)$$

Формулу (16.2) можно еще упростить, если положить, что

$$\tau^{(e)} \approx \tau^{(h)} = \tau \approx \hbar / k_B T,$$

тогда

$$L_{rel} = [\hbar \tau^{(d)} (m_h + m_e) / 2 m_e m_h]^{1/2}.$$

Чтобы оценить эти величины, нужно знать коэффициент рекомбинации $\omega^{(e,h)}$. Его экспериментальные значения для различных полупроводников приведены, например, в книге [5], и изменяются в широких пределах от $10^{-15} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ до $10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Результаты оценки представлены в Табл. 1. Как видим, флуктуации в рассматриваемой плазме оказываются долгоживущими (от 0,01 с до 3 часов), а длины их релаксации вполне макроскопическими (от 0,1 см до 10 см).

Создать неравновесное состояние электронно-дырочной плазмы можно за счет генерации носителей заряда внешним источником. Например, при помощи освещения светом, в спектре которого имеются частоты ω , удовлетворяющие требованию

$$\hbar \omega \geq \Delta.$$

В этом случае условие существования стационарного неравновесного состояния плазмы дается равенством нулю правых частей уравнений (7.1) и (7.2), откуда следует

$$\omega^{(e,h)}(\vec{r}) n^{(e)}(\vec{r}) n^{(h)}(\vec{r}) Y^{(e,h)}(\vec{r}) = G(\vec{r}). \quad (17)$$

Для электронейтральной плазмы с нулевой энтальпией из уравнения (17), с учетом формул (15), (6) и неравенств (1.2) получим

$$G^{(d)} \approx \omega^{(e,h)} [(4/\pi - 1) (ek_B T^{(d)} / \pi \hbar^2)^2 (m_e^2 + m_h^2) / 3\Delta]^2, \quad (18)$$

где $G^{(d)}$ – необходимая для существования изучаемой плазмы скорость генерации квазичастиц внешним источником. Оценки для этой величины представлены в Табл. 1. В зависимости от материала она может изменяться на несколько порядков.

3. Характерные масштабы

Выражения (2.1) и (2.2) для плотности энергии и давления случайного электромагнитного поля содержат как вклад самого этого поля, так и вклад его взаимодействия с электронами и дырками. Плотность потенциала этого взаимодействия можно выделить, исходя из выражения

$$v = (\varepsilon^{(s)} - 3p^{(s)}) = -2\Delta n^{(d)}. \quad (19.1)$$

Аналогичные соотношения можно получить и для компонент плотности потенциала взаимодействия, обусловленных переходами электрон-электрон, дырка-дырка, электрон-дырка

$$v^{(e,e)} = -3\Delta n^{(d)} m_e^2 / (m_e^2 + m_h^2), \quad (19.2)$$

$$v^{(h,h)} = -3\Delta n^{(d)} m_h^2 / (m_e^2 + m_h^2), \quad (19.3)$$

$$v^{(e,h)} = 32\pi(e\hbar c_s n^{(d)} / \Delta)^2. \quad (19.4)$$

Плотности энергии взаимодействия электрон-электрон и дырка-дырка посредством случайного электромагнитного поля оказываются отрицательными. Это должно приводить к притяжению между квазичастицами с одинаковыми знаками электрического заряда. Нетрудно вычислить характерные расстояния r_e и r_h , при которых это притяжение и кулоновское отталкивание будут равны друг другу

$$r_e = (e^2 / 3\varepsilon\Delta)(m_e^2 + m_h^2) / m_e^2, r_h = (e^2 / 3\varepsilon\Delta)(m_e^2 + m_h^2) / m_h^2. \quad (20.1)$$

Здесь ε - диэлектрическая проницаемость материала, выраженная в единицах диэлектрической проницаемости вакуума ε_0 .

Табл. 2. Характерные расстояния r_e, r_h, r_{run} для некоторых полупроводников

Table 2. Characteristic sizes r_e, r_h, r_{run} for different semiconductors

Материал Material	r_e (cm)	r_h (cm)	r_{run} (cm)
Si	5,65E-09	7,97E-09	1,69E-05
GaAs	1,13E-08	3,63E-09	1,68E-05
InSb	3,13E-05	1,47E-08	5,48E-05

Плотность энергии взаимодействия между электронами и дырками положительна. То есть взаимодействие со случайным электромагнитным полем приводит к отталкиванию между квазичастицами с различными знаками электрического заряда. Это отталкивание сопоставимо с кулоновским притяжением на расстояниях, превышающих

$$r_{run} = (1 / 32\pi\varepsilon n^{(d)})(\Delta / \hbar c_s)^2. \quad (20.2)$$

Интересно отметить, что в отличие от r_e и r_h , длина r_{run} не зависит от электрического заряда.

4. Флуктуации химического потенциала

Как во всякой плазме в электронно-дырочной плазме с нулевой энтальпией могут возникать разнообразные флуктуации [6]. Если выполнено условие (4.2) и исследуемая плазма электронейтральна, то для химических потенциалов справедливы соотношения

$$F^{(e)} = F_0 + F_1, F_0 = \Delta / 2 + p^{(d)2} / 2m_e, F^{(h)} = -m_e F^{(e)} / m_h + (\Delta / 2m_h)(m_e - m_h), \quad (21)$$

Используя формулы (5) и (18), величину F_0 можно выразить через $G^{(d)}$. Для функции F_1 получим параболическое уравнение

$$\begin{aligned} \partial F_1 / \partial t - (\tau / 3m_e) F^{(e)-1} (F^{(e)2} - (\Delta / 2)^2)^{-1/2} (\nabla, (F^{(e)2} - (\Delta / 2)^2)^{3/2} \nabla F_1) = \\ = -(\omega^{(e,h)} Y^{(e,h)} / 9\pi^2 \hbar^3 c^3) [\theta((F^{(e)} - \Delta / 2) / \Delta) (F^{(e)2} - (\Delta / 2)^2)^{5/2} / F^{(e)} - \\ - (F_0^2 - (\Delta / 2)^2)^{5/2} / F_0] \end{aligned} \quad (22)$$

Если флуктуации много меньше энергии Ферми квазичастиц плазмы, то из (22) получается простое уравнение

$$\partial F_1 / \partial t - (\tau / 3m_e) (p^{(d)2} / 2m_e) \Delta F_1 = -(5 / 3\tau^{(d)}) F_1. \quad (23)$$

Из него следует, что малые возмущения химического потенциала электронно-дырочной плазмы с нулевой энтальпией затухают с характерным временем порядка $\tau^{(d)}$. Длина релаксации F_1 , как и L_{rel} , определяются временем релаксации импульса (см. Табл. 1).

Особый интерес представляют «большие флуктуации» химического потенциала, когда абсолютная величина F_1 превышает энергию Ферми квазичастиц плазмы. В этом случае при отрицательных F_1 уравнение (22) становится неустойчивым, что должно приводить к экспоненциально нарастающей во времени рекомбинации неравновесных электронов и дырок и формированию электромагнитного излучения на частоте

$$\omega_{rec} = (\Delta + p^{(d)2} (m_e + m_h) / 2m_e m_h) / \hbar.$$

Для полупроводников это десятки и сотни терагерц.

5. Заключение

Специфическое состояние электронно-дырочной плазмы в полупроводниках, характеризующееся нулевыми плотностями энтальпии и энтропии, может быть создано при низких температурах посредством облучения полупроводника внешним электромагнитным излучением.

Случайное электромагнитное взаимодействие между электронами и дырками приводит к притяжению квазичастиц одного знака заряда и от-

талкиванию квазичастиц с разными знаками заряда. Эти эффекты должны проявляться на характерных расстояниях нанометровых и субмикронных масштабов.

При возникновении возмущений химического потенциала, превышающих энергию Ферми квазичастиц, возможно развитие неустойчивости. Она должна сопровождаться быстрой рекомбинацией квазичастиц и формированием электромагнитного излучения инфракрасного диапазона.

Список литературы

- [1] Обухов И.А. Электронно-дырочная плазма с нулевой энтальпией. Труды 26-й Международной конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо 2016). Севастополь. 2016. С. 1633-1639.
- [2] de Groot S.R., van Leeuwen W.A., van Weert Ch.G. Relativistic Kinetic Theory. Principles and Applications / North-Holland Publishing Company: Amsterdam, New York and Oxford. 1980. 417 P.
- [3] Obukhov I.A. Nonequilibrium Effects in One-Dimensional Quantum Devices / LAM-BERT Academic Publishing. 2014. 132 P.
- [4] Edwards S.F. A new method for the evaluation of electric conductivity in metals // Philosophical Magazine. 1958. V 3, P. 1020-1031.
- [5] Zee S.M. Physics of Semiconductor Devices / Wiley Inter-Science: New York. 1969. 812 P.
- [6] Alexandrov, A.F., Bogdankevich, L.S., Rukhadze, A.A. Principles of Plasma Electrodynamics / Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg, New York, Tokio. 1984. 142 P.

References

- [1] Obukhov I.A. [Electron-hole plasma with zero enthalpy]. Proceedings of the 26th International Conference “Microwave & Telecommunications Technology” (CriMiCo’2016), Sevastopol, 2016, pp. 1633-1639. (in Russian).
- [2] de Groot S.R., van Leeuwen W.A., van Weert Ch.G. Relativistic Kinetic Theory. Principles and Applications. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, New York and Oxford, 1980, 417 p.
- [3] Obukhov I.A. Nonequilibrium Effects in One-Dimensional Quantum Devices. LAM-BERT Academic Publishing, 2014, 132 p.
- [4] Edwards S.F. A new method for the evaluation of electric conductivity in metals. Philosophical Magazine, 1958, V 3, pp. 1020-1031.
- [5] Zee S.M. Physics of Semiconductor Devices. Wiley Inter-Science, New York, 1969, 812 p.
- [6] Alexandrov, A.F., Bogdankevich, L.S., Rukhadze, A.A. Principles of Plasma Electrodynamics. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokio, 1984, 142 p.

Тепловые режимы работы микронагревателя датчика скорости потока на алюминии с изолирующим слоем из нанопористого оксида алюминия

¹Врублевский И.А., ¹Чернякова Е.В., ¹Тучковский А.К.,

²Муратова Е.Н., ²Лучинин В.В., ²Мошников В.А.

¹ Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
г. Минск, 220013, Республика Беларусь
vrublevsky@bsuir.edu.by

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ» им.В.И. Ульянова (Ленина)
г. Санкт-Петербург, 197376, Российская Федерация
SokolovaEkNik@yandex.ru

Аннотация: Представлены результаты исследований температурного режима работы электрического нагревателя с углеродной нитью на поверхности алюминиевого основания с нанопористым оксидом алюминия. Показано, что использование нанопористого оксида алюминия (электролит анодирования – серная кислота) на поверхности алюминия для конструкции микронагревателя с углеродной нитью позволяет решить задачи по его тепловой изоляции от алюминия. Благодаря высокой теплоизоляции такой тип микронагревателя с углеродной нитью имеет хорошие перспективы для использования в конструкции датчиков скорости потока термоанемометрического типа.

Ключевые слова: нанопористый оксид алюминия, серная кислота, углеродная нить, микронагреватель, датчик скорости потока.

1. Введение

Основой развития современных средств автоматизации является широкое применение датчиков, с помощью которых получают информацию о параметрах контролируемой среды или устройства [1]. Применение новых композиционных материалов и микроэлектронной технологии для изготовления датчиков позволило существенно улучшить их параметры, снизить стоимость и открыть новые возможности для их использования [2]. Среди различных типов датчиков особое место занимают датчики скорости потока теплового типа. Областью использования датчиков скорости потока являются автомобильная, химическая и электронная про-

мышленность, медицина, космическая техника, системы кондиционирования и вентиляции [3]. В тепловых датчиках скорости потока процесс измерения проводится либо по степени охлаждения нагретого тела, помещенного в поток (термоанемометры), либо по переносу тепловой энергии между двумя точками, расположенными вдоль потока (калометрические датчики скорости потока).

Одними из самых распространенных датчиков для измерения скорости потока являются термоанемометрические датчики с электрическим микронагревателем. Для работы датчиков такого типа используется следующий алгоритм. При отсутствии потока температура микронагревателя остается постоянной. Когда появляется поток, электрический нагреватель начинает отдавать тепло внешней среде. Количество теплоты, которое отдается потоку, зависит от начальной разности температур нагревателя и среды, параметров среды и скорости потока. Поэтому на чувствительность датчика оказывает большое влияние тепловая изоляция электрического микронагревателя от подложки: чем выше тепловая изоляция, тем выше чувствительность датчика.

Целью настоящей работы было исследовать температурные режимы работы электрического нагревателя с углеродной нитью на поверхности алюминиевого основания с нанопористым оксидом алюминия и оценить градиент температуры между углеродной нитью и поверхностью образца.

2. Экспериментальная часть

Экспериментальные образцы имели размеры 60х24 мм. Толщина алюминия составляла 0,6 мм. На поверхности основания из алюминия методом анодирования в 0,2 М водном растворе серной кислоты был сформирован слой нанопористого анодного оксида алюминия толщиной 20 мкм. В образцах в качестве электрического нагревателя, размещенного на поверхности нанопористого анодного оксида алюминия, использовался нитевидный нагреватель. Такое конструктивное исполнение нагревателя позволило добиться, чтобы на относительно малую поверхность платы приходилось большое количество выделяемого тепла. Генерация мощного теплового потока вдоль узкого линейного участка на поверхности платы позволяло сформировать значительный градиент температуры для нагревательного элемента. В качестве нагревательного элемента сопротивлением 60 Ом для всех образцов использовалась углеродная нить с размерами: толщина 80 мкм, ширина 0,5 мм и длина 75 мм. Концы углеродной нити гальваническим методом покрывались слоем меди толщиной 10 мкм. Уг-

леродная нить фиксировалась на поверхности образцов с помощью армированного слоя препрега, толщина которого до термообработки была около 80 мкм.

Тепловое поле на поверхности печатных плат, создаваемое нитевидным электрическим нагревателем, исследовалось с помощью тепловизионной камеры MobIR M4.

3. Результаты

Термограммы поверхности платы из алюминия с нанопористым оксидом алюминия и профиль распределения температуры вдоль заданной линии, пересекающей нагреватель из углеродной нити, снимались при мощности нагревателя 6,8 Вт.

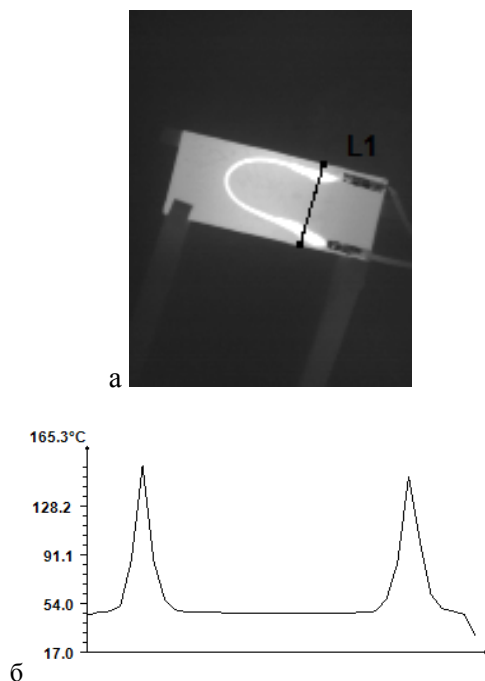


Рис. 1. Термограмма поверхности платы из алюминия с нанопористым оксидом алюминия и электрическим нагревателем из углеродной нити (а) и профиль распределения температуры (б) вдоль линии L_1 для мощности нагревателя 6,8 Вт

Эксперименты показали, что при мощности нагревателя 6,8 Вт температура углеродной нити достигала значения 150 ± 4 °С, в то время, как на

поверхности образца температура была в пределах $45,7 \pm 0,3$ °С (рис.1). Температура окружающей среды составляла 25 °С.

Возникновение градиента температуры для нити нагревателя относительно поверхности платы связано с ограничением в тепловой мощности, которую может пропускать диэлектрический слой. Величина температурного градиента около 100 °С свидетельствовало о хорошей теплоизоляции диэлектрического слоя между углеродной нитью и алюминием и о правильном выборе конструкционных материалов.

4. Заключение

Проведенные исследования показали, что использование нанопористого оксида алюминия (электролит анодирования – серная кислота) на поверхности алюминия для конструкции микронагревателя с углеродной нитью позволяет решить задачи по его тепловой изоляции от алюминия. Благодаря высокой теплоизоляции такой тип микронагревателя с углеродной нитью имеет хорошие перспективы для использования в конструкции датчиков скорости потока термоанемометрического типа.

Список литературы

- [1] Старостин А.А., Лаптева А.В. Технические средства автоматизации и управления: учебное пособие. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2015. 168 с.
- [2] Сысоева С. Новые сенсорные решения. Выход на новый уровень измерений // Компоненты и технологии. 2011. № 8. С. 59-68.
- [3] Тихомиров К. Дифференциальный датчик давления и потока воздуха // Электронные компоненты. 2009. № 12. С. 51-52.

Technologies for manufacturing of low-dimensional structures for generation and detection of THz radiation

¹Miakonkikh A.V., ¹Rogozhin A.E., ²Solyankin P.M., ¹Rudenko K.V.

¹Institute for Physics and technology RAS, Moscow, 117218, Russia
miakonkikh@ftian.ru

²M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia
solyankin@physics.msu.ru

Abstract: Capabilities of precision technologies for manufacturing on SOI wafers of silicon low-dimensional structures for terahertz generation are investigated. The design of diode device based on array of silicon nanowires or on ultrathin (<10 nm) silicon layer are proposed. This generating silicon diode includes nano-sized elements with ballistic transport of carriers, which is coupled to a metal antenna made from silicide layer.

Keywords: Silicon nanowires, low-dimensional structure, plasma etching.

Технологии изготовления низкоразмерных структур для генерации и детектирования терагерцового излучения

¹Мяконьких А.В., ¹Рогожин А.Е., ²Солянкин П.М., ¹Руденко К.В.

¹Физико-технологический институт РАН, г. Москва, 117218, Россия
miakonkikh@ftian.ru

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
г. Москва, 119991, Россия
solyankin@physics.msu.ru

Аннотация: Исследованы возможности технологий формирования кремниевых низкоразмерных структур для генерации терагерцового излучения на пластинах кремний-на-диэлектрике. Предложены конструкции прибора как с массивом кремниевых нанопроводов, так и на ультратонком слое (<10 нм) кремния. Продемонстрирована возможность изготовления ключевых элементов, представляющих массив NW-Si с баллистическим транспортом носителей, который сопряжен с антенной.

Ключевые слова: Кремниевые нанопровода, низкоразмерная структура, плазмохимическое травление.

1. Введение

Кремниевые одномерные структуры перспективны для применения в различных нанoeлектронных устройствах - в наноразмерных полевых транзисторах, структурах фотоники, квантовых вычислений. Применение нанопроволочных структур было исследовано и для биосенсорных приложений, позволяющих добиться чувствительности к единичным адсорбированным атомам и молекулам [1]. В настоящем исследовании разработка технологий формирования массива кремниевых нанопроводов является частью работы по созданию приемников и источников ТГц-диапазона на их основе ранних теоретических исследований [2].

Потенциально, анизотропное плазмохимическое травление позволяет формировать кремниевые структуры с критическими размерами до 10 нм, но дефекты, создаваемые ионной бомбардировкой, приводят к значительному уменьшению подвижности электронов в сформированных одномерных структурах кремния (нанопроводах).

Для уменьшения явления деградации подвижности предложен четырехшаговый процесс: 1) электронно-лучевая литография с высоким разрешением с последующей термической обработкой негативного HSQ резиста, 2) высоко-анизотропное и селективное плазменное травление кремния с точностью переноса литографических размеров 1 нм, 3) прецизионное термическое окисление нанопроволочных структур и 4) селективное удаление термически окисленного дефектного поверхностного слоя кремния жидкостным травлением в HF-буфере.

В работе использовались пластины SOI ориентации (100) со структурой p-Si (50 нм)/SiO₂(200 нм)/Si-подложка.

Для получения массива NW-Si с поперечным размером до 10 нм применена электронная литография и анизотропное плазмохимическое травление. Важным элементом технологии является управляемое окисление поверхности Si методом RTP с последующим селективным жидкостным травлением SiO₂ для удаления дефектного слоя кремния и еще большего снижения поперечных размеров нанопроволок.

Вывод терагерцевых колебаний, возникающих в низкоразмерном BARITT-диоде, конструктивно предполагается через планарную спиральную антенну, выполненную в слое кремния из металлического силицида NiSi. Контакты к ней изготовлены ультрамелким высокодозовым легированием приконтактных областей Si плазменно-иммерсионной ионной имплантацией бора, в то время как сами нанопроволоки остаются нелегированными или слаболегированными.

Для выяснения возможного влияния кремниевой подложки на генерацию THz-колебаний в нанопроволочной структуре проведены прямые измерения прохождения излучения терагерцового диапазона (0,25-2,5 ТГц) через пластину SOI, и показано его незначительное (менее 3 см^{-1}) поглощение в объеме слаболегированной кремниевой подложки.

2. Технология изготовления структур

Структуры формировались с использованием электронной литографии. Негативный электронный резист HSQ XR-1541 обладает хорошей плазмостойкостью и механической стабильностью.

Образцы изготавливали на SOI-пластинах (50 нм Si / 200 нм SiO₂), размером $2 \times 2 \text{ см}$. Для нанесения использовали раствор 6% HSQ, начальная толщина слоя резиста составляла 50 нм. Литографический процесс проводился на системе Raith 150 EBL при энергии электронов 30 кэВ. Этот процесс был оптимизирован для создания маски с критическим размером до 10 нм электронным лучом $\sim 1 \text{ нм}$. Проявленные структуры маски отжигали в атмосфере в течение 30 - 60 мин при 400°C. На рис. 1 показано поперечное сечение и вид сверху маски резиста.

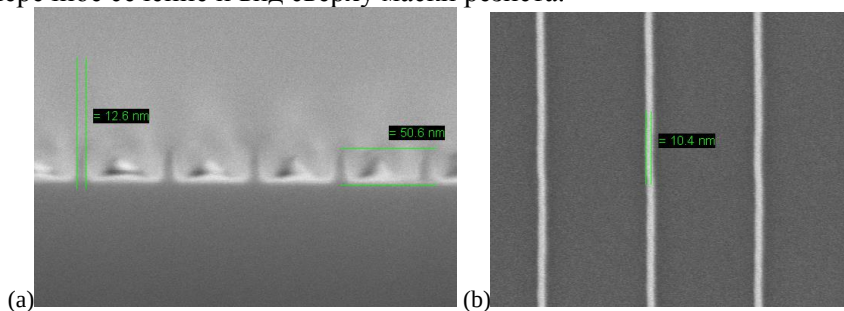


Рис. 1. (a) Поперечное сечение 12 нм линий в литографической маске (HSQ) (b) вид сверху
Fig. 1. (a) Cross-sectional SEM of HSQ 12 nm lines with 120 nm spaces in exposed 50 nm thick resist at 30 keV. (b) top view image.

Плазмохимическое травление кремния проводилось в установке PlasmaLab 100 (Oxford Instruments Plasma Technology, UK) в смеси SF₆ и C₄F₈. Изменяя отношение SF₆:C₄F₈, можно регулировать угол профиля боковой стенки. Увеличение отношения улучшает скорость травления, но снижает селективность и уменьшает угол профиля. Увеличение мощности плазмы снова снижает селективность с небольшим улучшением скорости травления. Состав газовой смеси оптимизировался в отдельном эксперименте для получения вертикального профиля боковых стенок Fin-структур, и составлял 5:9 (SF₆:C₄F₈). Другими управляющими параметра-

ми являются давление $P = 10\text{--}15$ мТорр, мощность разряда $W = 1200$ Вт и мощность ВЧ смещения $W_{\text{RF}} = 30$ Вт (эквивалентная постоянному потенциалу смещения 170 В). Температура пластины стабилизировалась при 20°C . В результате, разработанный процесс позволяет добиться селективности травления кремния к резисту XR-1541 до 14:1 [4], уход литографического размера менее 1 нм.

Контроль наклона профиля, ухода критического размера и эффекта аспектнoзависимого (ARDE) травления были исследованы на тестовых структурах на стандартных кремниевых подложках, см. Рис. 2. Эффект ARDE становится заметным, когда нанопроволоки в массиве расположены ближе 200 нм. В результате оптимизации, достигнутые параметры были следующими: вертикальность профиля $90 \pm 0,5$ град, скорость анизотропного травления Si составляет около 300 нм / мин.

Затем технология травления была перенесена на пластины SOI. Вследствие зарядки слоя нижележащего диэлектрика из плазмы потребовалось увеличение напряжения ВЧ-смещения на 10%. В случае SOI-пластины оксид кремния является стоп-слоем для процесса травления, и, следовательно, можно точно детектировать момент окончания процесса травления различными методами [5 - 8].

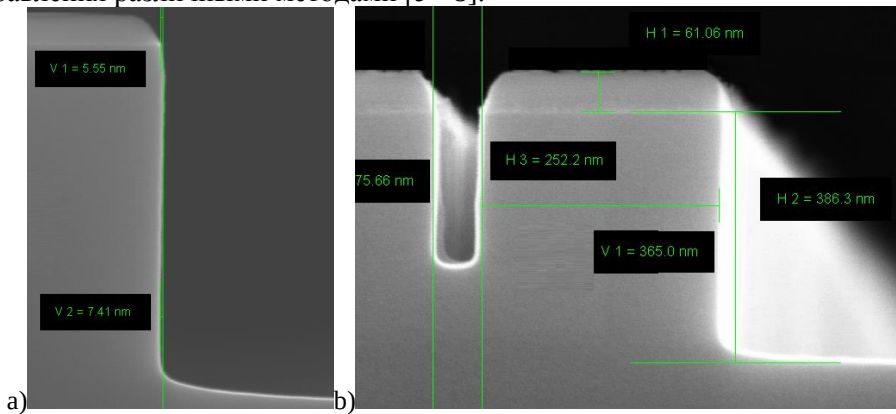


Рис.2. (а) Поперечное сечение профиля травления (б) Эффект аспектнoзависимого травления

Fig. 2. (a) Cross-sectional SEM of step-like structure. (b) Cross-sectional image showing ARDE effect.

Процесс прецизионного окисления поверхности нанопроволочных структур проводили в установке AnnealSys AS-one с контролируемым потоком сухого кислорода и водяного пара. Скорость окисления точно калибровалась эллипсометрией ex-situ, измеренной на поверхности образцов

кремниевых пластин-свидетелей. Последующее удаление оксида кремния с нанопроволочных структур в 5% буферном растворе плавиковой кислоты позволило получить «подвешенные» нанопроводники кремния. Этот подход позволил контролируемо уменьшать сечение нанопроводов на 2-6 нм с повышением подвижности носителей в Si-нанопродах.

3. Структура ключевой области прибора

Поперечное сечение исходных тестовых структур на объемном кремнии показано на рис. 3. Получены Fin-структуры шириной до ~ 10 нм с аспектным отношением до 10:1. Результаты плазменного травления структур на рабочих SOI-пластинах и последующего окисления нанопроводов показаны на рис 4а. При окислении поверхности нанопроводов происходит видимое увеличение сечения структур. К сожалению, отсутствует возможность наблюдения поперечного сечения нанопроволок Si в подвешенном состоянии, но их можно наблюдать на виде сверху (Рис.4б).

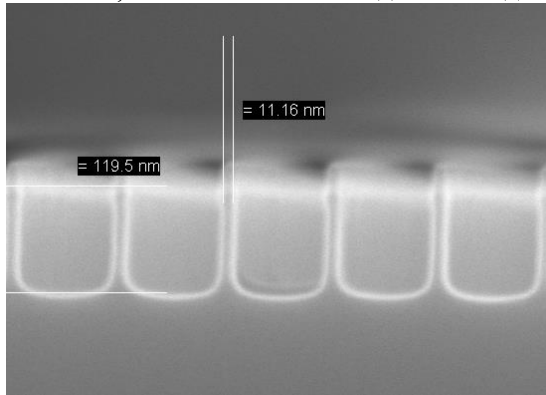


Рис. 3. Изображение РЭМ в поперечном сечении кремниевых структур с поперечным размером 11 нм

Fig. 3. Cross-sectional SEM of 11 nm Silicon fins with the remaining resist after RIE.

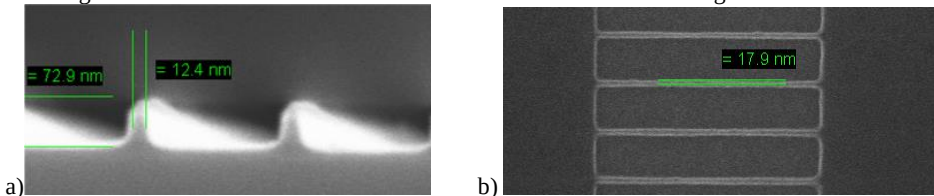


Рис. 4. а)Изображение поперечного сечения структур на SOI после окисления, ширина структур 12 нм, б) подвешенные нанопровода 18 нм.

Fig. 4. а)Cross-sectional SEM Silicon fins on SOI samples after oxidation with 12 nm width, б) Released from SOI-substrate nanowires (18 nm) after wet etch.

4. Заключение

Применение технологии точного плазменного травления и последующего окисления на пластинах SOI позволило сформировать ключевой элемент диодной структуры для THz-генерации - массивы нанопроводов сечением 10-20 нм и длиной 200 нм и выше. Контролируемое окисление кремния удаляет нарушенный слой и переводит массив нанопроводов NW-Si на поверхности в подвешенное состояние (suspended NWs), для получения необходимых условий для баллистического пролета носителей в структуре генерирующего диода.

Источники финансирования и выражение признательности

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований №16-29-09510.

Список литературы

- [1] Попов В.П., Ильницкий М.А., Жанаев Е.Д., Мьяконьких А.В., Руденко К.В., Глухов А.В. Биосенсорные свойства КНИ нанопроволочных транзисторов с защитным слоем диэлектрика PEALD Al_2O_3 // Физика и техника полупроводников. 2016, Т.50, вып.5, С.643-649.
- [2] Fedichkin L., Vyurkov V. Quantum ballistic channel as an ultrahigh frequency generator // Appl. Phys. Lett. 1994, vol. 64, pp. 2535-2536.
- [3] Yang, J. K.W., Berggren, K.K. Using high-contrast salty development of hydrogen silsesquioxane for sub-10nm half-pitch lithography // J. Vac. Sci. Technol., 2007, vol. B 25, no. 6, p. 2025.
- [4] Ivanenko I.P., Kalnov V.A., Miakonkikh A.V., et al. Impact of structural changes in e-beam negative resist hydrogen silsesquioxane (HSQ) to etch-resistance at different doses of exposure // Int.Conf. "Micro- and nanoelectronics - 2014" (ICMNE-2014), 2014, p. O1-13.
- [5] Miakonkikh A., Rudenko K. Application of Langmuir probe technique in depositing plasmas for monitoring of etch process robustness and for end-point detection], Proc. SPIE 7521, 2010, p.75210A.
- [6] Руденко К.В., Мьяконьких А.В., Орликовский А.А. Мониторинг плазмохимического травления структур poly-Si/SiO₂/Si: зонд Ленгмюра и оптическая эмиссионная спектроскопия // Микроэлектроника. 2007. Т.36. № 3. С. 206 – 221.
- [7] Орликовский А. А., Руденко К. В. Диагностика in situ плазменных технологических процессов микроэлектроники: современное состояние и ближайшие перспективы // Часть III. Микроэлектроника. 2001, Т.30, № 5, С.323-344.
- [8] Орликовский А. А., Руденко К. В., Суханов Я. Н. Диагностика in situ плазменных технологических процессов микроэлектроники: современное состояние и ближайшие перспективы. Часть IV // Микроэлектроника. 2001, т.30, № 6.
- [9] Miakonkikh A. V., Tatarintsev A. A., Rogozhin A. E. and Rudenko K. V. Technology for fabrication of sub-20 nm silicon planar nanowires array // Proc. SPIE vol. 10224, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016, 2016, p. 102241V.

References

- [1] Popov V. P., Ilnitskii M. A., Zhanaev E. D., et al. [Biosensor properties of SOI nanowire transistors with a PEALD Al_2O_3 dielectric protective layer]. *Semiconductors*, 2016, vol. 50, no. 5, pp. 632-638.
- [2] Fedichkin L., Vyurkov V., [Quantum ballistic channel as an ultrahigh frequency generator]. *Appl. Phys. Lett.* 1994, vol. 64, pp. 2535-2536.
- [3] Yang J. K.W., Berggren K.K. [Using high-contrast salty development of hydrogen silsesquioxane for sub-10nm half-pitch lithography], *J. Vac. Sci. Technol.*, 2007, vol. B 25, no. 6, p. 2025.
- [4] Ivanenko I.P., Kalnov V.A., Miakonkikh A.V., et al, [Impact of structural changes in e-beam negative resist hydrogen silsesquioxane (HSQ) to etch-resistance at different doses of exposure], *Int.Conf. "Micro- and nanoelectronics - 2014" (ICMNE-2014)*, 2014, p. O1-13.
- [5] Miakonkikh, A., Rudenko, K. [Application of Langmuir probe technique in depositing plasmas for monitoring of etch process robustness and for end-point detection], *Proc. SPIE 7521*, 2010, p.75210A.
- [6] Rudenko K.V., Myakon'kikh A.V., Orlikovsky A.A., [Plasma etching of poly-Si/SiO₂/Si structures: Langmuir-probe and optical-emission-spectroscopy monitoring] *Russian Microelectronics*, 2007, vol. 36, no. 3, pp. 179–192.
- [7] Orlikovskii A. A. and Rudenko K.V. . In situ Diagnostics of Plasma Processes in Microelectronics: The Current Status and Immediate Prospect, Part III. *Russian Microelectronics*, Vol. 30, No. 5, 2001, pp. 275–294.
- [8] Orlikovskii A. A., Rudenko K. V., and Sukhanov Ya. N.. In situ Diagnostics of Plasma Processes in Microelectronics: The Current Status and Immediate Prospects, Part IV. *Russian Microelectronics*, Vol. 30, No. 6, 2001, pp. 343–370.
- [9] Miakonkikh A. V., Tatarintsev A. A., Rogozhin A. E. and Rudenko K. V. [Technology for fabrication of sub-20 nm silicon planar nanowires array], *Proc. SPIE vol. 10224, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016*, 2016, p. 102241V.

Acknowledgements

This study was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project No. 16-29-09510).

Single-electron transistor based on single-atom charge center

Gaydamachenko V.R., Beloglazkina E.K., Petrov R.A., Dagesyan S.A., Sapkov I.V., and Soldatov E.S.

M.V. Lomonosov Moscow state university,
Leninskie gory, 1, Moscow, 119991, Russian Federation
1994vg@gmail.com

Abstract: *An original technique for fabrication of nanotransistor's metallic electrodes with nanogaps less than 4 nm between them using controlled electromigration of previously suspended nanowires was developed. A method of embedding of molecules Rh(III) terpyridine complexes with aurophilic ligands was developed. The characteristics of electron transport through the system with the specified molecule measured at temperature 77 K indicated the implementation of correlated (single-electron) transport of electrons.*

Keywords: *electromigration, molecular electronics, single-molecule transistor, single-electronics, single-atom charge center.*

Одноэлектронный транзистор на базе одноатомного зарядового центра

Гайдамаченко В.Р., Белоглазкина Е.К., Петров Р.А.,
Дагесян С.А., Сапков И.В., Солдатов Е.С.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991, Россия,
1994vg@gmail.com

Аннотация: *Разработана оригинальная методика изготовления металлических электродов нанотранзистора с нанозазором менее 4 нм между ними с помощью контролируемой электромиграции предварительно подвешенных нанопроводов системы. Разработан метод встраивания молекулы ауروفильного производного*

терпиридина на основе родия между полученными электродами. Приведены характеристики электронного транспорта через систему, включающую указанную молекулу, свидетельствующие о реализации режима коррелированного (одноэлектронного) туннелирования электронов.

Ключевые слова: электромиграция, молекулярная электроника, одномолекулярный транзистор, одноэлектроника, одноатомный зарядовый центр.

1. Introduction

In the last decade a new direction of nanoelectronics devoted to single-electronics on single atoms is actively developing. A promising branch of this trend is a fabrication of single-electron transistors based on single molecules containing monoatomic accentuated charge centers. Development and research of nanoelectronic devices based on such objects can lead to the creation of computing devices working on new physical principles (quantum computers, charge cellular automata) and offers new ways of processing and transmission of information. Thus, a creation of single-electron transistors based on single molecules, which contain monoatomic emphasized charge centers, and researching of their properties is currently very actual problem.

In this paper approaches to creation such molecular single-electron transistors based on complex compounds of rhodium (Rh (III)) and terpyridine molecules are developed. Also new method of fabrication single-electron transistors with nanogaps (<5 nm) between gold electrodes “suspended” over the substrate was developed.

2. Technology

Standard silicone base was covered with 400 nm surface layer of SiO₂, which was sputtered in vacuum with “Z-400”. After that substrate was cut on square chips with sizes 10x10 mm. Every chip was covered with two layers of electronic resist 495 PMMA A2, where the bottom one had short (10 s) additional exposition to ultraviolet. Photolithography technique was used for large-scale integration. Every chip was placed under quartz mask with 4 identical structures with sizes 3,2x3,2 mm. Then they were exposed with ultraviolet ($\lambda=310$ nm) light for 2 min with 25÷27 mWt/cm², developed in 1:10 isopropanol:water mixture for 20 s and dried with centrifuge ride.

The final electron beam lithography patterning was accomplished using a microscope “*Zeiss Supra 40*”. The EBL pattern, which consists of 16 narrow (40-60 nm) metal nanowires placed in two vertical lines, is aligned with centers of previously patterned and developed large-scale structures (Fig. 1). The main feature of these pattern was constriction in nanowire`s pattern to stimulate future electromigration process in predefined place. After the exposure all chips were developed in 1:10 isopropanol:water mixture for 20 s and dried with centrifuge ride.

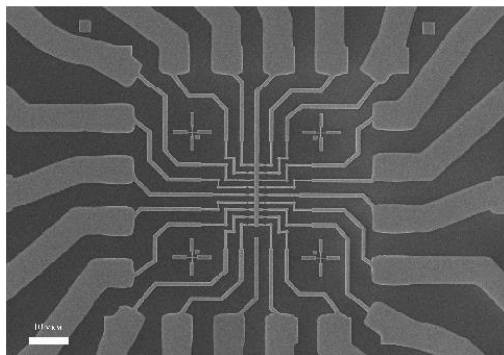


Fig.1. The central part of the system of 16 blanks of future nanoelectrodes of the transistor.

Рис.1. Центральная часть системы 16 заготовок будущих нанозлектродов транзистора.

Evaporation of metal films was accomplished using “*Leibold-560*”. Electron beam evaporation was used to deposit 2 nm layer of titanium as an adhesion layer followed by 20 nm layer of gold evaporated with resistive method. Titanium was selected for its quality and also because of possibility to remove it on the step of etching from the region of constriction with HF. The lift-off process was carried out by soaking chips in an acetone bath for several hours and then rinsing in isopropanol. This step completes a procedure of implementation of nanowires for their suspending and electromigration in advance. The suspending of every nanowire over the substrate of SiO₂ was obtained by wet etching of chips in 10% buffered hydrofluoric acid (BHF) solution during 20 seconds. The regime provides satisfactory overhang in the area of maximum constriction (Fig.2). Wider parts of the nanowires are still in connection with substrate.

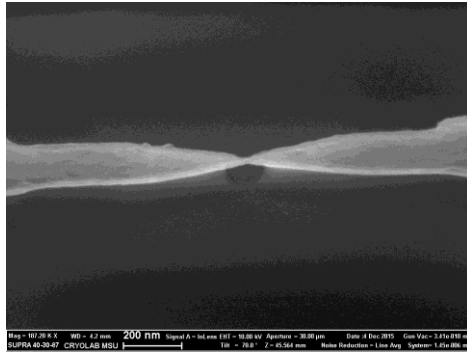


Fig. 2. SEM image of “suspended” nanowire in area of maximum constriction over substrate.

Рис. 2. SEM-изображение нанопровода, «подвешенного» над подложкой в области максимального сужения.

Nanogap formation problem was solved by electromigration technique. Used method was described in detail in [1]. The key new feature of our method was in absence of substrate underneath the nanowires during electromigration. The process parameters and the resulting gap sizes did not differ from those obtained for non-suspended nanowires. According to “self-breaking procedure” [2] we left nanowires after 2 kOhm resistance was obtained and then inspect them with SEM and I-V measurements. A typical size of resulted nanogaps was about 1 - 4 nm (Fig. 3).

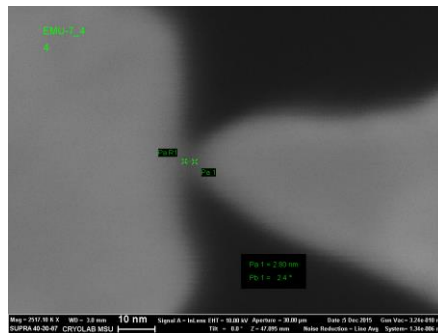


Fig. 3. SEM image of nanogap between two gold electrodes fabricated by electromigration. Gap size is about 3 nm.

Рис.3. SEM изображение наноззора между золотыми электродами, изготовленного методом электромиграции. Размер зазора около 3 нм.

To finish the formation of the single-electron transistor a method for incorporation of complex compounds of rhodium (Rh (III)) atoms and terpyridine molecules (see Fig. 4) by self-assembling in prepared nanogaps was first developed. In the center of the molecule is a single rhodium atom, which acts as a single charge center. Each of two "tails" providing a tunnel conductivity are terminated by aurophilic thiol groups, providing a strong covalent bond between the molecule and nanoelectrodes of the transistor made of gold. It was shown that the incorporation of the molecules into the gap occurs more effectively when they are deposited on the nanowire before gap formation.

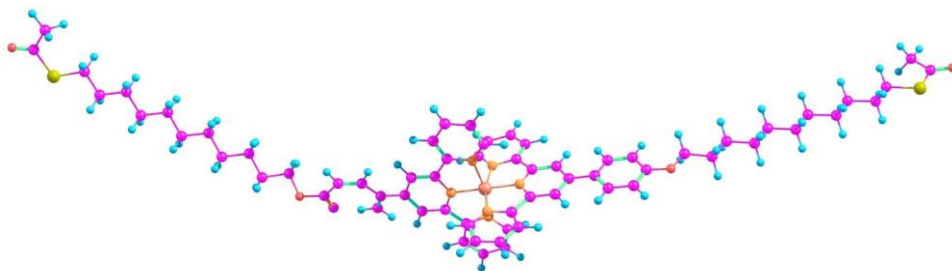


Fig. 4. A model of the molecule of the terpyridine aurophilic derivative based on rhodium Rh (tpy-C₆H₄-O-C (O) - (CH₂)₄-C₃H₅S₂)₂, having a length of 4.7 nm and used in incorporation processes.

Рис.4 Модель молекулы аурофильной производной терпиридина на основе родия Rh(tpy-C₆H₄-O-C(O)-(CH₂)₄-C₃H₅S₂)₂, имеющей длину 4.7 нм и использованной в процессах встраивания молекул.

3. Electron transport measurement

Electrical characteristics (I-V's) of prepared nanoelements were measured with setup based on picoammeter Keithley-6487, PC and specially constructed measuring probe which permits to prescribe current between 0 – 10 mA range and voltage between 0 – 50 V. These curves measured at 77 K (see Fig. 5) show that electron transport through the molecule provided by intramolecular charge center - a single rhodium atom – has a character of correlated electron tunneling [3].

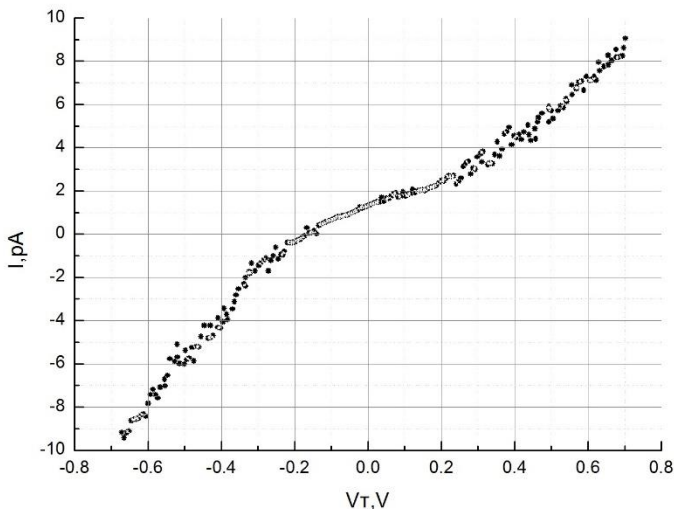


Fig.5. I-V curve of electron tunnel transport through the system. At the origin, a section of the Coulomb blockade of tunneling with a reduced conductivity.

Рис.5. Вольт-амперная характеристика туннельного транспорта электронов через систему. В начале координат виден участок кулоновской блокады туннелирования с пониженной проводимостью.

4. Conclusions

In this paper, single-electron transistors based on complex compounds of rhodium atoms and terpyridine molecules are fabricated by new technique of electrodes creation and technique of molecules incorporation into the gap between electrodes. Measured characteristics of fabricated transistors show correlated electron tunneling through the intramolecular charge center - a single rhodium atom. It means that the prepared nanoelectronic element is in essence atomic single-electron transistor.

Acknowledgement

The work was supported by the Russian Science Foundation (RNF grant 16-12-00072) and the Russian President Grant for Scientific Schools under Grant PGSS-8168.2016.2.

References

- [1] Dagesyan S. A., Soldatov E. S., Stepanov A. S. “Forming extremely small gaps in metal nanowires and studying their properties”. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **78**, №. 2, pp. 139-143, 2014.
- [2] E. A. Osorio, T. Bjornholm, J. M. Lehn, M. Ruben, H. S. J. van der Zant, “Single-molecule transport in three-terminal devices”, *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**, 374121-374135, (2008).
- [3] K. K. Likharev, “Correlated discrete transfer of single electrons in ultrasmall tunnel junctions,” *IBM J. Res. Develop.*, 32, 144, (1988).

Источники финансирования и выражение признательности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (РНФ грант 16-12-00072) и гранта президента России для научных школ НШ-8168.2016.2.

Список литературы

- [1] Dagesyan S. A., Soldatov E. S., Stepanov A. S. “Forming extremely small gaps in metal nanowires and studying their properties”. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **78**, №. 2, pp. 139-143, 2014.
- [2] E. A. Osorio, T. Bjornholm, J. M. Lehn, M. Ruben, H. S. J. van der Zant, “Single-molecule transport in three-terminal devices”, *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**, 374121-374135, (2008).
- [3] K. K. Likharev, “Correlated discrete transfer of single electrons in ultrasmall tunnel junctions,” *IBM J. Res. Develop.*, 32, 144, (1988).

Объемные гетероструктуры на основе наноструктурированных порошковых материалов

Мазинов А.С., Гурченко В.С., Карпенко Н.И.,
Коваль Н.А.

*Физико-технический институт Крымского федерального университета им. В.И.
Вернадского*

г. Симферополь, 295007, Российская Федерация

mas@crimea.edu

Аннотация: В работе представлена попытка создания трехмерных барьерных структур на основе порошковых наноструктурированных материалов. В качестве гетероструктурных материалов были взяты фуллеренсодержащий материал и нанокристаллический кремний, полученные методом высокотемпературного синтеза. В качестве контактных площадок тестировались алюминий, медь, серебро и олово. Полученные вольт-амперные характеристики показали линейные зависимости на контактных границах металл-полупроводник. Для барьеров металл-полупроводник-полупроводник-металл были получены зеркальные нелинейные зависимости.

Ключевые слова: фуллеренсодержащие материалы, наноструктурированные порошки, нанокристаллический кремний, трехмерные гетеропереходы, нелинейные вольт-амперные характеристики.

1. Введение

Трехмерность твердотельной структуры полупроводника позволяет создавать новые приборы [1, 2], имеющие не только традиционные для твердотельной электроники свойства, например, высокую стойкость к перезаписям [2], но и уникальные, к примеру, такие как гибкость [3]. Наличие метаморфности, т.е. отсутствие идеальной монокристалличности, в подобных структурах дает возможность конструировать приборы с большей подвижностью [4]. Увеличение площади перехода, образованного гетероструктурными материалами при сохранении линейных размеров функционального прибора, позволит не только увеличить интеграцию элементов на один чип, но также даст возрастание рабочей мощности при значительном увеличении коэффициента полезного действия.

Исходя из вышеперечисленных предпосылок, в представленной работе была предпринята попытка создания трехмерных гетеропереходов на основе фуллеренсодержащих и нанокремниевых порошковых материалов.

2. Общие предпосылки

В большинстве своем современные приборы имеют плоские границы раздела, в которых для обеспечения токовых параметров требуются достаточные площади [5]. При этом взаимодействие различных, например п- и р- областей барьера, определяет токовые, т.е. мощностные характеристики структуры (рисунок 1, а).

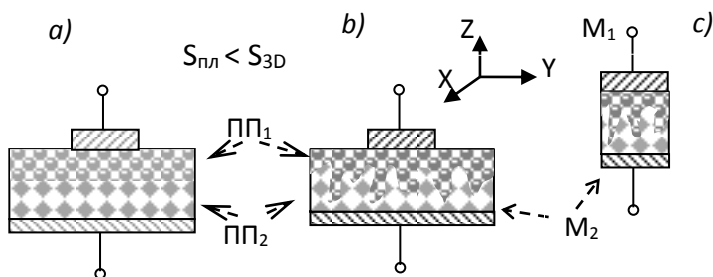


Рис. 1. Геометрия двух- и трехмерных переходов:
а) плоская, 2-х мерная структура; б) и в) – 3-х мерная структура (X- и Y-сечение соответственно).

В разветвленной геометрии 3D перехода (рисунок 1, б, в) обеспечивается большая площадь взаимодействия границ раздела и, следовательно, большие площади обмена носителями заряда.

К тому же немаловажным фактором является себестоимость готового изделия, которая складывается из технологической стоимости исходных материалов и затрат непосредственной техцепочки получения самой гетероструктуры. С точки зрения данного момента, порошковые наноструктурированные материалы могут значительно сократить себестоимость готового изделия при значительном увеличении наноструктурированных объектов. При этом как одно из перспективных направлений является использование композиционных материалов, обладающих большой пористостью, в частности их модификации, базирующиеся на основе углеродных макромолекул [6], например: фуллерены, нанотрубки, слоистые структуры [7].

Из обширного списка углеродных веществ был рассмотрен фуллеренсодержащий материал, полученный методом высокотемпературного плазмохимического синтеза [8, 9], в гетеропаре с порошковым наноструктурированным кремнием, полученным аналогичной технологией [9]. Фул-

леренсодержащий материал, как основной компонент 3D барьера, рассматривался также с точки зрения содержания углерода, который является основой молекулярных цепочек, позволяющих существовать живой материи. Следовательно, объединение исходных кремниевых материалов и углеродосодержащих элементов позволит создать приборы, лежащие на стыке традиционной твердотельной технологии и электроники живого организма. К тому же широкозонные карбидокремниевые диоды и транзисторы достаточно широко используются в современной электронике.

3. Практические результаты

Начальным этапом формирования объемного гетероперехода явилась проверка омичности контактной системы. В качестве проводящих материалов (M_i) были выбраны: Cu, Al, Ag, Pb, сплав (Ag + Sn + Ni), которые унипарно ($M_i - \text{ПП} - M_i$) и попарно ($M_i - \text{ПП} - M_j$) показали линейность зависимостей тока от прикладываемого напряжения (рис.2).

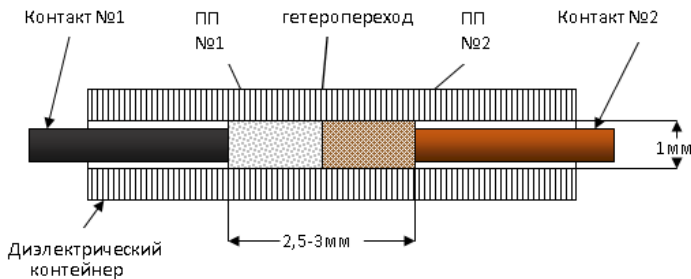


Рис. 2. Структурная схема экспериментального образца

В качестве материалов для построения гетероструктур были выбраны порошковые наноструктурированные вещества, полученные высокотемпературным способом. Один из полупроводников (ПП_1) представлял собой мелкодисперсионный порошок фуллеренсодержащего материала (<4%). Другой – порошковый наноструктурированный кремний. Экспериментальная гетероструктура представляет собой два порошковых полупроводника в прозрачном диэлектрическом контейнере с подведенными к ним металлическими контактами. На рисунке 2 показана структурная схема и геометрические размеры экспериментальных образцов, которые варьировались в сторону уменьшения одного из слоев полупроводника.

При исследовании данной структуры были отобраны базовые контакты на основе меди и алюминия. Рассматривались ВАХ при изменении

давления на контактную группу, а, следовательно, и на сам гетеропереход. Полученные зависимости для прямых и обратных ветвей характеристики показали нелинейность токовых зависимостей, а также возрастание тока при увеличении давления.

4. Заключение

В результате проделанной работы можно заключить, что трехмерные структуры на основе объемных наноструктурированных материалов могут значительно расширить возможности конструкторских решений по созданию твердотельных приборов. Применение относительно дешевых фуллеренсодержащих материалов и подобных нанокремниевых порошков даст дальнейшее уменьшение себестоимости микросхемотехнических решений.

Список литературы

- [1] Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Щукин В.А., Копьев П.С., Алферов Ж.И., Бимберг Д. / Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры // ФТП. 1998. Т. 32. № 4. С. 385-410.
- [2] Wang J., Zhang Q., Li X., Xu D., Wang Z., Guo H., Zhang K. Three-dimensional hierarchical $\text{Co}_3\text{O}_4/\text{CuO}$ nanowire heterostructure arrays on nickel foam for high-performance lithium ion batteries // *Nano Energy*. 2014. V. 6. P. 19-26.
- [3] Javey A., Woo S., Friedman R.S., Yan H., Lieber C.M. Layer-by-layer assembly of nanowires for three-dimensional, multifunctional electronics // *Nano Lett.* 2007. V. 7. No. 3. P. 773-777.
- [4] Семенова Е.С., Жуков А.Е., Васильев А.П., Михрин С.С., Ковш А.Р., Устинов В.М., Мусихин Ю.Г., Блохин С.А., Гладышев А.Г., Леденцов Н.Н. / Метаморфные модулированно-легированные гетероструктуры InAlAs / InGaAs / InAlAs с высокой подвижностью электронов на подложках GaAs // ФТП. 2003. Т. 37. № 9. С. 1127-1130.
- [5] Боровик А.М., Стемпицкий Р.А. Электрические характеристики перспективных конструкций наноразмерных МДП-транзисторов // 26-я Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2016)». Материалы конференции. Севастополь. 2016. С. 1593-1599.
- [6] Карнаухов А.П. Адсорбция. Текстура дисперсных и пористых материалов. Новосибирск: Наука, 1999. 470 с.
- [7] He Z., Wu X., Yi Z., Wang X., Xiang Y. Silicon/graphene/carbon hierarchical structure nanofibers for high performance lithium ion batteries // *Mater. Lett.* 2017. V. 200. P. 128-131.
- [8] Макарова Т.Л. Электрические и оптические свойства мономерных и полимеризованных фуллеренов // ФТП. 2001. Т. 35. № 3. С. 260-293.
- [9] Мазин А.С., Шевченко А.И., Воскресенский В.М., Гурченко В.С., Люманов А.Э., Куропаткин А.И. Кремнийуглеродные структуры для современной микро- и наноэлектроники // 25-я Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2015)». Материалы конференции. Севастополь. 2015. С. 689-690.

The role of the initial surface of the substrate in the formation of silicon nanoclusters

Aleksander A. Kovalevsky, Aleksandra S. Strogova, Sergei V. Gran'ko

¹Belarussian State University of Informatics and Radioelectronics

Minsk, 220013, Republic of Belarus

strogova@bsuir.by

Abstract: In the context of the creation of nanoclusters the (001) surface of the substrate is unique, because it permits formation of the dislocation-free islands in size of 100 nm and higher. The appearance of such islands is observed after formation of a continuous silicon film.

Keywords: energy potential, clusters-islands, monosilane, adatoms, silicon nitride, amorphous silicon, germanium, nanoclusters.

Роль исходной поверхности подложки при формировании нанокластеров кремния

Ковалевский А.А., Строгова А.С., Гранько С.В.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

г. Минск, 220013, Республика Беларусь

strogova@bsuir.by

Аннотация: Проведен анализ и поиск новых перспективных материалов для подзатворного диэлектрика и затвора МДП структур для Flash EEPROM, изучены особенности структурирования базовых элементов на основе нанокластеров кремния, германия и твердого раствора кремний-германия от условий их получения, которые определяют возможность управления электрофизическими параметрами МДП структур.

Ключевые слова: энергетический потенциал, наноостровки, моносилан, адатомы, нитрид кремния, аморфный кремний, германий, нанокластеры.

1. Введение

Для создания и дальнейшего развития технологии производства Flash EEPROM необходимы поиск новых перспективных материалов для подзатворного диэлектрика, глубокие знания о природе границы раздела диэлектрик-полупроводник и зависимости электрофизических свойств

данной границы от условий получения, которые определяют возможность управления свойствами этой границы.

В зависимости от состояния поверхности нанокристаллы кремния, германия и твердого раствора кремний-германий по электрофизическим параметрам могут отличаться от значений параметров объёмных материалов, как в меньшую, так и в большую сторону. В частности, кристаллические объекты с минимальным размеров менее 20 нм неустойчивы по отношению к захвату вакансий и, следовательно, не могут существовать в структуре решетки типа алмаз, если не приняты меры к стабилизации исходной поверхности. Требуется либо выбор подходящего диэлектрического слоя, либо закрепление поверхностных атомов в достаточно жесткой матрице. Атомы кремния в случае свободной поверхности нанокластера, дрейфуют на поверхность, а в нанокристаллах с димеризованной поверхностью, к центру кристаллита.

В данной работе исследована морфология исходной подложки с соответствующими покрытиями на основе тонких полупроводниковых и диэлектрических пленок, на которых выращивались нанокластеры кремния, германия и твердого раствора кремний-германия.

2. Исследуемая модель

Поверхность ультратонких (2D) пленок, как и их внутренняя структура, может быть чрезвычайно разнообразной. Она формируется в процессе роста и зависит от множества факторов: степени пересыщения, температуры, давления и скорости осаждения.

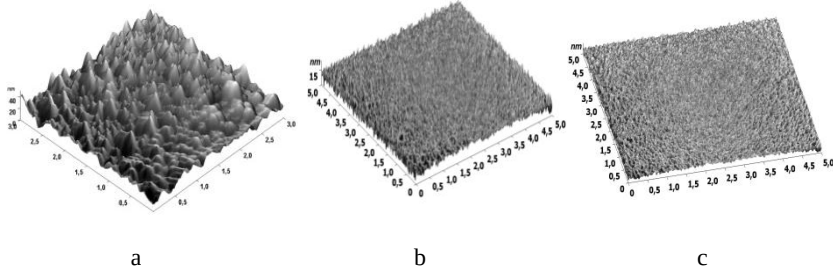


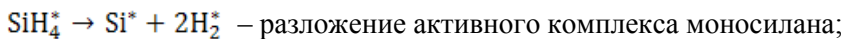
Рис. 1. Влияние подложки на высоту и латеральные размеры нанокластеров (a – исходная подложка кремния (001), b – покрытая нитридом кремния, c-покрытая аморфным кремнием

Fig. 1. Influence of substrate on the height and lateral size of nanoclusters (a – initial silicon (001) substrate, b – covered with silicon nitride, c – covered with amorphous silicon)

Поверхность пленок воздействует на реконструкцию растущего слоя, как и исходная подложка (рис.1), на которую проводится осаждение. Влияние подложки определяется однородностью и величиной энергетического потенциала ее поверхности.

3. Практические результаты

Соотношение ионных и ковалентных связей, их разрушение, тяжелые ионы металлов изменяют однородность энергетического потенциала поверхности пластин. На основе кинетики осаждения слоев поликристаллического кремния и энергетического потенциала процесс образования кластеров-островков можно представить следующим механизмом. Разложение моносилана на поверхности пластины:



Адаом кремния, обладая энергией, двигается по поверхности пластины. Встречая на своем пути энергетические барьеры, он обменивается с последним энергией. Если на своем пути адаом встречает потенциальные ямы энергетических барьеров, то отдает свою энергию и останавливается, встраиваясь в решетку кремния растущего слоя. Встраивание адаомов кремния в этом месте будет происходить до выравнивания энергий барьера и движущегося адаома. Это приводит к появлению выростов в слое поликристаллического кремния (рис. 1). Использование в качестве исходной поверхности под осаждение слоя поликристаллического кремния, пленок нитрида кремния и аморфного кремния, стимулирует самоорганизацию островков при уменьшении их размера (рис. 1, б, в).

Это обусловлено тем, что поверхность нитрида кремния, так же как и аморфного кремния, заполняет практически все пространство поверхностной зоны исходной подложки. Значение площади поверхности расходуется и не поддается оценке, а фрактальная размерность почти на единицу больше топологической. Это объясняется тем, что в процессе роста отсутствует литеральное сглаживание, а идет простое нагромождение атомов, т.е. происходит трехмерный рост. Ближний порядок в атомном расположении искажен и ограничен первыми двумя-тремя координационными сферами [1–6].

Объем кристаллической фазы на слое аморфного кремния равен 100%, а размер нанокристаллитов не превышает 10 нм (рис. 1, в). Для этого материала характерно, что нанокристаллиты как бы прорастают через

всю пленку формирующегося слоя поликристаллического кремния. Они достигают своего максимального значения в поперечнике уже при толщине 5 нм и растут в виде столбов с округлой огранкой на ростовой поверхности. Введение в процессе роста 2D пленок кремния дополнительно германия способствует формированию нанокластеров в виде холмиков (рис. 2).

Размер отдельных холмиков может достигать 20–25 нм (рис. 2). В первую очередь он зависит от температуры подложки и содержания германия в потоке. Четко выраженная огранка нанокристаллитов на поверхности исходной подложки является самым характерным признаком того, что принято называть нанокристаллом.

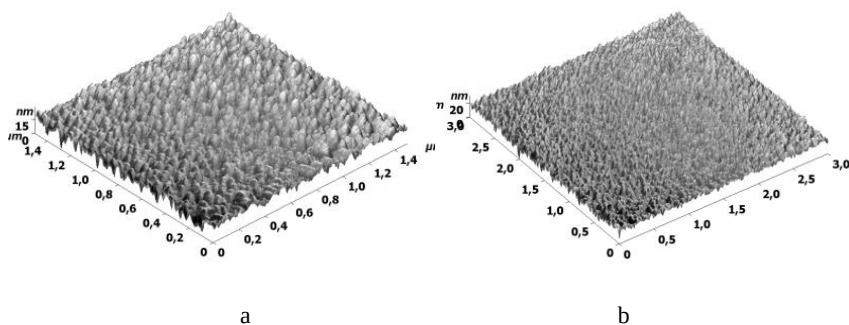


Рис. 2. Формирование нанокластеров кремния при разложении газовой смеси $\text{SiH}_4/\text{GeH}_4$ при соотношении 500 (a) и 330 (b)

Fig. 2. Formation of silicon nanoclusters at decomposition of the gas $\text{SiH}_4/\text{GeH}_4$ mixture at a ratio of 500 (a) and 330 (b)

Они свидетельствуют о том, что рост нанокристаллитов осуществляется в основном по слоевому (двумерному) механизму. Это означает, что адатомы перед окончательным встраиванием могут свободно перемещаться по ростовым граням зерен в поисках положения, соответствующего минимуму свободной энергии. Однако эти грани все еще не являются атомногладкими. Их поверхность тоже фрактальна, т.е. нельзя отрицать и трехмерный рост. Кроме того, нельзя забывать о роли поверхностной реконструкции и о примесях, которые сильно влияют на нее. Поэтому также важно учитывать влияние примесей на размер нанокристаллита, когда речь идет о росте 2D пленок, поскольку изменение периода решетки на поверхности определяет диффузию адатомов в процессе роста.

Процесс упорядочения вызывает появление в системе островков предпочтительных значений их характеристик: размеров, формы, расстояния между островками и их взаимного расположения (рис. 3).

Это, как уже отмечалось выше, является результатом оптимизации суммарной свободной энергии системы. Следовательно, предварительное создание мест, предпочтительных для зарождения кластеров, может явиться полезным приемом для улучшения упорядочения последних (рис. 3).

Таким образом, морфология исходной поверхности, на которой формируются слои ультратонких (2D) пленок поликристаллического кремния, а, следовательно, и нанокластерные структуры, играет основополагающую роль и может использоваться, как фактор, управляющий и способствующий упорядочению нанокластеров, как по размерам, так и по их пространственному распределению.

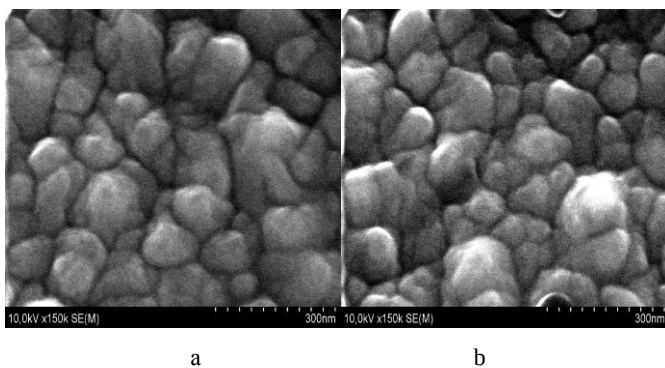


Рис. 3. Размеры и форма нанокристаллов предпочтительной упаковки (а – на нитриде кремния, б – на аморфном кремнии)

Fig. 3. The size and the shape of nanocrystals of the preferred packing (a - on the silicon nitride, b – on the amorphous silicon)

4. Заключение

Установлено, что структурными и электрофизическими параметрами поверхности можно управлять, благодаря использованию подложек, на поверхность которых наносятся покрытия на основе супертонких полупроводниковых и диэлектрических пленок; а также легированию и модифицированию ультратонкой 2D пленки поликристаллического кремния; созданием на поверхности подложки кластеров, инициирующих зарождение островков в заданных областях подложки.

Список литературы

- [1] Ковалевский А.А., Борисевич В.М., Долбик А.В. Исследование кинетики процесса осаждения слоев поликристаллического кремния в результате разложения моногидридов при пониженном давлении // Материалы. Технологии. Инструменты. 2007. Т.12, № 4. С. 65–72.
- [2] Kovalevsky A.A., Borisenko V.E., Borisevich V.M., Dolbik A.V. Doping Effect in the Structure of Polycrystalline Silicon Films Grown via Silane Purolis // J. Inorganic Materials. 2005. V.41, № 12. P. 1260–1265.
- [3] Ковалевский А.А., Строгова А.С., Плякин Д.В., Борисевич В.М. Исследование самоорганизации высокоупорядоченных нанокластеров германия при осаждении пленок поликристаллического кремния, легированного германием // Нано- и микросистемная техника. 2009. № 4 (105). С. 14–19.
- [4] Kovalevskii A.A., Sorokin V.M. Shakinko V.D. Joint diffusion of elements III and V groups with rare-larth-elements in monocrystal silicon films // Proceedings of the First International Conference on Inorganic Materials, 16-19 September, 1998. France. 1998. P. 76.
- [5] Ковалевский А.А., Бабушкина Н.В., Плякин Д.В., Строгова А.С. Самоорганизация системы высокоупорядоченных нанокластеров германия при осаждении пленок поликристаллического кремния, легированного германием // Микроэлектроника. 2010. Т. 39. № 3. С. 210–218.
- [6] Kovalevskii A.A., Strogova A.S., Strogova N.S., Babushkina N.V. Investigation of Electrical Properties of MOS Structures with Silicon Nitride Films Doped with Rare Earth Elements // Russian Microelectronics. 2014. Vol.43, No.4. P. 246–251

References

- [1] Kovalevskii A.A., Borisevich V.M., Dolbik A.V. Investigation of the kinetics of the deposition of polycrystalline silicon layers as a result of the decomposition of monohydrides under reduced pressure // Materialy. Tekhnologii. Instrumenty. 2007. T.12, № 4. С. 65–72. (In Russian).
- [2] Kovalevsky A.A., Borisenko V.E., Borisevich V.M., Dolbik A.V. Doping Effect in the Structure of Polycrystalline Silicon Films Grown via Silane Purolis // J. Inorganic Materials. 2005. V.41, № 12. P. 1260–1265.
- [3] Kovalevsky A.A., Strogova A.S., Plyakin D.V., Borisevich V.M. Investigation of the self-organization of highly ordered germanium nanoclusters in the deposition of polycrystalline silicon films doped with germanium // Nano- i mikrosistemnaya tekhnika. 2009. № 4 (105). С. 14–19. (In Russian).
- [4] Kovalevskii A.A., Sorokin V.M. Shakinko V.D. Joint diffusion of elements III and V groups with rare-larth-elements in monocrystal silicon films // Proceedings of the First International Conference on Inorganic Materials, 16-19 September, 1998. France. 1998. P. 76.
- [5] Kovalevskii A.A., Babushkina N.V., Plyakin D.V., Strogova A.S. Self-Organization of Germanium Highly Ordered Nanoclusters by the Deposition of Polycrystalline Silicon Films Doped with Germanium // Journal Published in Mikroelektronika, 2010, Vol. 39, No. 3, P. 210–218.
- [6] Kovalevskii A.A., Strogova A.S., Strogova N.S., Babushkina N.V. Investigation of Electrical Properties of MOS Structures with Silicon Nitride Films Doped with Rare Earth Elements // Russian Microelectronics. 2014. Vol.43, No.4. P. 246–251

Dissolution mechanism of isovalent impurities in ultrathin polycrystalline silicon films

Aleksander A. Kovalevsky, Aleksandra S. Strogova, Sergei V. Gran'ko

¹Belarussian State University of Informatics and Radioelectronics

Minsk, 220013, Republic of Belarus

strogova@bsuir.by

Abstract: The dissolution mechanism of isovalent impurities in ultrathin polycrystalline silicon films is presented and the formula for calculating the equilibrium concentration of charge carriers at doping polycrystalline silicon films with germanium is elaborated. It is determined that the equilibrium concentration of germanium in ultrathin polycrystalline silicon films varies in proportion to the square root of its monatomic vapors pressure in the gas phase

Keywords: silicon and germanium films, impurity atoms, synchronization, solid solution, semiconductor, doping impurity.

Механизм растворения изовалентной примеси в ультратонких пленках поликристаллического кремния

Ковалевский А.А., Строгова А.С., Гранько С.В.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

г. Минск, 220013, Республика Беларусь

strogova@bsuir.by

Аннотация: Представлен механизм растворения изовалентной примеси в ультратонких пленках поликристаллического кремния и выведена формула расчета равновесной концентрации носителей заряда при легировании поликристаллических пленок кремния германием. Установлено, что равновесная концентрация германия в ультратонких пленках поликристаллического кремния меняется пропорционально корню квадратному величины давления его одноатомных паров в газовой фазе.

Ключевые слова: пленки кремния и германия, примесные атомы, синхронизация, твердый раствор, полупроводник, легирующая примесь.

1. Введение

Впервые исследования изовалентных примесей в полупроводниках были начаты более 30 лет назад, и с тех пор интерес к поведению этого класса примесей в важнейших полупроводниках, хотя и медленно, но возрастает. В этом случае примесные атомы принадлежат одной и той же группе периодической системы, что и замещаемые ими атомы полупроводникового кристалла. Такое изовалентное легирование (замещение) представляет собой простейший вариант образования изовалентной ситуации в кристалле, поскольку оно является одноатомным и не изменяет координационного числа замещаемой кристаллографической позиции. Связывание носителя на германии как изовалентной примеси можно рассматривать как следствие различия электроотрицательностей замещаемого атома кремния и атома германия. В результате легирования пленок поликристаллического кремния (ППКК) германием, как изовалентной примесью, германий, концентрируясь по границам зерен, связывает оборванные связи в кремнии, не изменяя координационного числа замещаемой кристаллографической позиции, образуя ковалентную связь между кремнием и германием. Наличие связанных с размерным несоответствием атомов локальных напряжений в слоях ППКК [1–6] способствует протеканию реакции изовалентного замещения атомов германия атомами кремния и, как следствие, преципитации германия, поэтому важно знать, как определить заданную концентрацию германия в таких пленках ППКК. На основании многочисленных экспериментальных результатов по легированию ППКК (Ge) нами выведена формула для расчета концентрации германия в таких пленках при легировании из газовой фазы.

2. Исследуемая модель

Большая номенклатура изделий электронной техники требует создания пленок поликристаллического кремния в широком диапазоне их удельного электрического сопротивления. Установлено, что пленкам поликристаллического кремния толщиной 2,0 мкм, осажденным при температуре 893 К и атомном отношении B/Si, равном $1,5 \cdot 10^{-3}$, присуща величина удельного электрического сопротивления 0,001 Ом·см, а толщиной 0,4 мкм – 0,002 Ом·см. Оценка концентрационного профиля примеси по глубине пленок свидетельствует о ее равномерном распределении и изменении удельного электрического сопротивления пропорционально изменению толщины пленки кремния [1–6]. По-видимому, часть легирующей примеси находится в электрически неактивном состоянии. Причем, электрически неактивные атомы примеси (атомы германия, бора, фосфора, мышьяка, кислорода, гадолиния) могут образовывать нейтральные пары или локализованные диполи, которые располагаются преимущественно по границам зерен. В этом случае следует, по особому, отметить поведение

примеси германия, которая по отношению к кремнию, как отмечалось выше, является изовалентной.

Связывание носителя на германии как изовалентной примеси можно рассматривать как следствие различия электроотрицательностей замещающего атома кремния и атома германия.

Табл. 1. Изменение удельного электрического сопротивления пленок поликристаллического кремния с толщиной в результате легирования различными примесями

Table 1. Of specific electrical resistance of polycrystalline silicon films with a thickness as a result of doping with various impurities

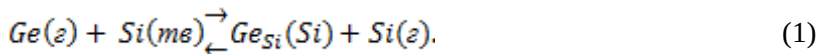
Толщина пленки, мкм Film thickness, μm	Легированная примесь, соотношение (П/Си) $\cdot 10^{-3}$ The doping impurity, the ratio (Powder/Si) $\cdot 10^{-3}$											
	Нет		Ge		As		P		B		O ₂	
	n	ρ , Ом·см	n	ρ , Ом·см	n	ρ , Ом·см	n	ρ , Ом·см	n	ρ , Ом·см	n	ρ , Ом·см
0,4	-	10^6	0,9	$7,5 \cdot 10^4$	0,9	0,040	0,9	0,040	0,9	0,0050	0,9	$5,2 \cdot 10^{10}$
	-	10^6	1,2	$7,0 \cdot 10^4$	1,2	0,035	1,2	0,035	1,2	0,0030	1,2	$4,4 \cdot 10^{10}$
	-	10^6	1,5	$6,8 \cdot 10^4$	1,5	0,032	1,5	0,030	1,5	0,002	1,5	$4,2 \cdot 10^{10}$
0,6	-	$8,5 \cdot 10^5$	0,9	$6,6 \cdot 10^4$	0,9	0,032	0,9	0,030	0,9	0,0040	0,9	$7,0 \cdot 10^9$
	-	$8,5 \cdot 10^5$	1,2	$5,2 \cdot 10^4$	1,2	0,03	1,2	0,025	1,2	0,0024	1,2	$7,2 \cdot 10^9$
	-	$8,5 \cdot 10^5$	1,5	$5 \cdot 10^4$	1,5	0,024	1,5	0,023	1,5	0,0016	1,5	$7,6 \cdot 10^9$
1,0	-	$6,3 \cdot 10^5$	0,9	$4,5 \cdot 10^4$	0,9	0,024	0,9	0,022	0,9	0,0035	0,9	$8,2 \cdot 10^9$
	-	$6,0 \cdot 10^5$	1,2	$2,1 \cdot 10^4$	1,2	0,02	1,2	0,018	1,2	0,0021	1,2	$7,8 \cdot 10^9$
	-	$6,2 \cdot 10^5$	1,5	$2,0 \cdot 10^4$	1,5	0,018	1,5	0,016	1,5	0,0014	1,5	$7,6 \cdot 10^9$
2,0	-	$4,3 \cdot 10^5$	0,9	$1,6 \cdot 10^4$	0,9	0,018	0,9	0,016	0,9	0,0025	0,9	$8,0 \cdot 10^9$
	-	$4,3 \cdot 10^5$	1,2	$1,2 \cdot 10^4$	1,2	0,01	1,2	0,01	1,2	0,0015	1,2	$7,2 \cdot 10^9$
	-	$4,2 \cdot 10^5$	1,5	104	1,5	0,008	1,5	0,009	1,5	0,001	1,5	$6,5 \cdot 10^9$

По Джонсону [7] известно, что электроотрицательность атома кремния равна 1,64, а атома германия 1,59. Если электроотрицательность атома изовалентной примеси меньше электроотрицательности замещаемого атома, как это имеет место в случае германия с кремнием, то связываться будет дырка и проявлять донорные свойства, что небезинтересно при совместном легировании пленок поликристаллического кремния германием и, соответственно, донорными и акцепторными примесями типа фосфора, мышьяка, сурьмы и бора.

3. Практические результаты

Для выявления наиболее сильных механизмов, ответственных за растворение примеси, весьма полезно было бы извлекать информацию из обсуждения абсолютного уровня легирования. Для этого нужно иметь возможность сравнивать экспериментальную концентрацию с достаточно надежно определенной расчетной величиной. Такой величиной с успехом может служить величина равновесной концентрации примеси.

Реакцию растворения в кремнии одноатомных паров германия, как изовалентной примеси, с образованием твердого раствора замещения GeSi (Si) (замещается атом Si) можно записать в виде [8, 9]:



Константа равновесия этой реакции

$$K_1 = X_{GeSi}^0 \cdot P_{Si} \cdot (P_{Ge}^{-1}), \quad (2)$$

где X_{GeSi}^0 – мольная доля ионизированного германия в узле кремния; P_{Si} , P_{Ge} – давление одноатомных паров Si и Ge как примеси соответственно.

Константа равновесия реакции (1) связана с изменением изобарно-изотермического потенциала ΔG этой реакции:

$$\ln K_1 = -\Delta G_1 / RT, \quad (3)$$

Причем $\Delta G_1 = \Delta H_1 - T\Delta S_1$. Здесь ΔH_1 – изменение энтальпии реакции; ΔS_1 – изменение энтропии. В общем случае надо учитывать зависимость ΔH и ΔS от температуры.

Ею можно пренебречь, когда расчет производится в небольшом интервале температур или когда изменение теплоемкости реакции очень мало.

Процесс образования твердого раствора по реакции (1) проходит ряд стадий. Сначала из решетки кремния (Si) удаляется в газовую фазу атом кремния, а затем в освободившийся узел вводится из газовой фазы атом германия (Ge). Тогда тепловой эффект реакции растворения германия ΔH_1 определяется энергией разрыва четырех связей в кристалле кремния E_{Si-Si} и теплотой растворения германия Q_{Ge} :

$$\Delta H_1 = 4E_{Si-Si} - Q_{Ge}. \quad (4)$$

Если предположить, что колебательный спектр кремния, как основного вещества, существенно не меняется при введении германия, как это сделано в работе [9], то изменение энтропии при растворении примеси в кристалле может быть определено как разность энтропий газообразного кремния и германия:

$$\Delta S_1 = S_{Si(z)} - S_{Ge(z)}. \quad (5)$$

Энтропии одноатомных паров определяются на основе табличных данных [9].

Величина энергии связи

Si – Si – 311,3 кДж/моль;

Величина энергии связи

Ge – Ge – 277 кДж/моль.

Энергия разрыва четырех связей $E_{Si-Si} = 1245,2$ кДж/моль. Это в свою очередь равно ΔH_6 реакции



Таким образом, равновесие реакции (1) можно рассчитать, если будет определено значение Q_{Ge} – количество теплоты, выделяющееся при переносе одноатомных паров германия из газовой фазы в узлы кристаллической решетки кремния, освобожденные кремнием.

Другие случаи легирования из газовой фазы сведем к реакции (1).

Германий, как примесь, может присутствовать в газовой фазе в виде многоатомных молекул типа Ge_n , где n – число атомов германия в молекуле или в соединении с транспортирующим веществом в газотранспортных методах осаждения ППКК, в нашем случае моногерман (GeH_4), а в общем случае Ge_nX_m . В этих случаях необходим расчет равновесия в газовой фазе. Расчеты такого рода не встречают серьезных затруднений.

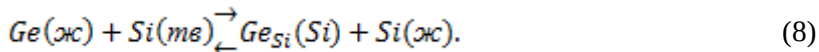
При наличии данных о равновесии примеси с полупроводником, хотя бы для одних условий, можно рассчитать энергию связи примеси в решетке полупроводника. В качестве исходных данных удобно использовать коэффициенты распределения. Для этого достаточно учесть, что равновесие примеси описывается реакцией



Суммируя (1), (7) и реакцию



получаем реакцию растворения германия при легировании из жидкой фазы



Константа равновесия этой реакции

$$K_8 = X_{Ge_{Si}}^0 \cdot Q_{Si(ж)} (Q_{Ge(ж)})^{-1}. \quad (9)$$

где Q – активность соответствующих компонентов в жидкой фазе. Поскольку активность равна произведению мольной доли кремния $X_{Si(ж)}$ на его коэффициент активности $\gamma_{Si(ж)}$, то

$$K_8 = X_{Ge_{Si}}^0 \cdot X_{Si(ж)} \cdot \gamma_{Si(ж)} / X_{Ge(ж)} \cdot \gamma_{Ge(ж)}. \quad (10)$$

Растворы кремния и германия с примесями близки к регулярным, так что коэффициент активности может быть представлен в случае предельно разбавленного раствора в виде

$$\ln \gamma = \varepsilon / RT. \quad (11)$$

Для расчета K_8 необходимо определить $\Delta S_{4.10}$ и $\Delta H_{4.10}$. По-прежнему предполагая, что колебательный спектр кристалла остается неизменным при растворении примеси, запишем изменение энтропии

$$\Delta S_{4.10} = \Delta S_{Si(ж)} - \Delta S_{Ge(ж)}. \quad (12)$$

Тепловой эффект реакции (8) составляет

$$\Delta H_{4.10} = 4E_{Si_Si} - Q_{Ge} + \Delta H_{исп Ge} - \Delta H_{исп Si}. \quad (13)$$

Коэффициент распределения k в мольных долях определяется для каждого из компонентов

$$k = X_{Ge(мг)} - X_{Ge(ж)}. \quad (14)$$

В выражении (10) стоит мольная доля нейтральной примеси. Для перехода к общей концентрации обозначим через δ долю неионизированной примеси

$$\delta = X_{Ge(общ)}^{-1} \cdot X_{Ge}^0. \quad (15)$$

Тогда константа K_8 имеет вид

$$K_{4.10} = k \cdot \delta X_{Si(ж)} Y_{Si(ж)} / Y_{Ge(ж)} \quad (16)$$

$$-RT \ln K_{4.10} = (4E_{Si} - Q_{Ge} + \Delta H_{исп Ge} - \Delta H_{исп Si}) - T(S_{Si(ж)} - S_{Ge(ж)}) \quad (17)$$

Подставляя в соотношения (16) и (17) значения соответствующих параметров определяем теплоты растворения германия.

Следует еще раз остановиться на определении доли неионизированного германия. Связь между концентрацией ионизированной примеси и общей концентрацией представляется соотношением

$$\delta \approx (1 + N_c / 2ne^\epsilon)^{-1} \quad (18)$$

$$\text{или } N_{Ge}^0 / N_{общ} \quad (19)$$

Вышеперечисленные константы и величины параметров для германия замещающего кремний равны:

$$\begin{aligned} k &= 0,01; & \Delta H_{исп Ge} &= 345,24 \text{ кДж/моль} \\ \delta &= 0,57; & S_{Ge(ж)} &= 100,97 \text{ кДж/моль} \\ \gamma_{Ge(ж)} &= 1,4; & Q_{Ge(экс)} &= 640,08 \text{ кДж/моль} \\ K_{4.10} &= 2 \cdot 10^{-3}; & K_{I(1000K)} &= 1,5. \end{aligned}$$

Приведенное значение теплоты растворения германия, замещающего кремний, найдено по коэффициенту распределения.

При расчете Q_{Ge} делалось предположение о неизменности колебательного спектра кристалла кремния как полупроводника при растворении германия. Это соответствует предположению о том, что энтропия германия в кристалле кремния (зерне) равна энтропии кремния.

Равновесную концентрацию германия, растворенного в кремнии при легировании из газовой фазы, можно представить следующей формулой, когда степень ионизации велика и распределение Ферми для носителей заряда в кремнии можно аппроксимировать распределением Максвелла:

$$N_{общ} = [N_{c(v)}/2n(p)] \cdot K_1 \cdot P_{Ge}/P_{Si}, \quad (20)$$

где $N_{c(v)}$ – плотность состояний в зоне проводимости (валентной зоне) и $n(p)$ – концентрация электронов или дырок.

Когда $N_{общ} \gg n_i$ ($n_i Si_{1000K}) \cong 10^{16} \text{ см}^{-3}$, концентрации примеси, что дает

$$N_{общ} = \sqrt{N_{c(v)} \cdot K_1 \cdot P_{Ge}/P_{Si}}, \quad (21)$$

Таким образом, равновесная концентрация германия, согласно (21), меняется пропорционально корню квадратному из величины давления его одноатомных паров.

Так как при легировании поликристаллических пленок кремния часть германия поступает внутрь зерен поликристаллического кремния, часть на их границы, часть на образование преципитатов, то концентрацию германия (или любой другой легирующей примеси) при осаждении пленок поликристаллического кремния следует держать сравнительно высокой. При этом становится возможной реакция примесь-кремний в газовой фазе [8, 9].

4. Заключение

На основании экспериментальных и расчетных данных установлено, что равновесная концентрация германия при легировании в газовой фазе, в пленках поликристаллического кремния меняется пропорционально корню квадратному из величины давления его одноатомных паров.

Список литературы

- [1] Kovalevskii A.A., Strogova A.S., Komar O.M., Tzybul'skii V.V. Investigation of Influence of Cleanliness of the Surface Substrate on Formation and Transformation of Silicon-Germanium Nanoclusters // American Journal of Physical Chemistry and Chemical Physics. 2016; 1(1): p. 6–15.
- [2] Комар О.М., Ковалевский А.А., Строгова А.С. Кремнийгерманиевые наноструктурированные пленки и нанокластеры (Фундаментальные и прикладные исследования) // LAP Lambert Publishing. 2016. 344С.
- [3] Kovalevsky A.A., Borisenko V.E., Borisevich V.M., Dolbik A.V. Doping Effect in the Structure of Polycrystalline Silicon Films V.E.Grown via Silane Puroolis // J. Inorganic Materials. 2005. V.41, № 12. P. 1260–1265.

[4] Kovalevsky A.A., Dolbik A.V., Votek S.N. Effect of Doping on the Temperature Coefficient of Resistance of Polysilicon Films // Russian Microelectronics. 2007. V.36, № 3. P. 179–185.

[5] Ковалевский А.А., Колешко В.М. Исследование процесса получения и свойств поликристаллических пленок кремния, легированных редкоземельными элементами // Неорганические материалы. 1981. Т.17. №1. С.5–9.

[6] Ковалевский А.А., Баранов И.Л., Степанищев С.Д., Петрашкевич В.Ф. Лантанидосодержащие поликристаллические пленки кремния и перспективы их использования // Труды Международной конференции по электронно-лучевым технологиям. ЭЛУ-91, Варна, Болгария 1991. Т. 3.21. С. 662–667.

[7] Chelikowsky J.R., Philips J.C. Decomposition of GeH_4 // Phys. Rev. B. 1978. V. 17. № 8. P. 2453–2477.

[8] Huang Xinming, Taisgi Toshinori et. al. Dislocation-free Czochalski Si crystal growth without dash necking Using a heavily B and Ge codoped Si seed // Jap.J Appl. Phys. Pt2. Letters. 2000. V. 39. № 11B. P. L1115–L1117.

[9] Fujii Minoru, Hayashi Shinji. Impurity alloying in silicon nanocrystals // J. Appl. Phys. – 2000. – V. 69. – № 7. – P. 820–824.

References

[1] Kovalevskii A.A., Strogova A.S., Komar O.M., Tzybul'skii V.V. Investigation of Influence of Cleanliness of the Surface Substrate on Formation and Transformation of Silicon-Germanium Nanoclusters // American Journal of Physical Chemistry and Chemical Physics. 2016; 1(1): p. 6–15.

[2] Komar O.M., Kovalevskii A.A., Strogova A.S. Silicon germanium nanostructured films and nanoclusters (Fundamental and applied research) // LAP Lambert Publishing. 2016. 344C. (In Russian).

[3] Kovalevsky A.A., Borisenko V.E., Borisevich V.M., Dolbik A.V. Doping Effect in the Structure of Polycrystalline Silicon Films V.E.Grown via Silane Purolis // J. Inorganic Materials. 2005. V.41, № 12. P. 1260–1265.

[4] Kovalevsky A.A., Dolbik A.V., Votek S.N. Effect of Doping on the Temperature Coefficient of Resistance of Polysilicon Films // Russian Microelectronics. 2007. V.36, № 3. P. 179–185.

[5] Kovalevsky A.A., Koleshko V.M. Investigation of the production process and properties of polycrystalline silicon films doped with rare-earth elements // Neorganicheskiye materialy. 1981. V.17. N1. P.5–9. (In Russian).

[6] Kovalevsky A.A., Baranov I.L., Stepanishev S.D., Petrashkevich V.F. Lanthanide-containing polycrystalline silicon films and prospects for their use // Trudy Mezhdunarodnoy konferentsii po elektronno-luchevym tekhnologiyam. ELU-91, Varna, Bolgariya. 1991. V. 3.21. P. 662–667.

[7] Chelikowsky J.R., Philips J.C. Decomposition of GeH_4 // Phys. Rev. B. 1978. V. 17. № 8. P. 2453–2477.

[8] Huang Xinming, Taisgi Toshinori et. al. Dislocation-free Czochalski Si crystal growth without dash necking Using a heavily B and Ge codoped Si seed // Jap.J Appl. Phys. Pt2. Letters. 2000. V. 39. № 11B. P. L1115–L1117.

[9] Fujii Minoru, Hayashi Shinji. Impurity alloying in silicon nanocrystals // Appl. Phys. – 2000. – V. 69. – № 7. – P. 820–824.

Исследование влияния материала подслоя на параметры выращиваемых методом CVD углеродных нанотрубок

Рудык Н.Н., Ильин О.И., Ильина М.В., Федотов А.А.

Южный федеральный университет,

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения

Таганрог, 347922, Российская Федерация

Аннотация: *Исследуется влияние материала подслоя при выращивании углеродных нанотрубок методом CVD на кремниевой подложке с каталитическим слоем Ni. Показано, что при различных материалах подслоя наблюдается различный характер роста массивов углеродных нанотрубок. При этом изменяется их средняя высота, диаметр, плотность, ориентация, дисперсия размеров и другие параметры.*

Ключевые слова: углеродные нанотрубки, химическое осаждение из газовой фазы.

1. Введение

Углеродные нанотрубки проявляют ряд интересных электрических, химических и механических свойств [1], что делает их привлекательными для применения в различных областях электронной техники [2]. Они находят применение в МЭМС [3], в качестве элементов газовой сенсорики [4], полевых транзисторов [5], эмиттеров [6]. Метод химического осаждения из газовой фазы (CVD – chemical vapor deposition) является одним из наиболее перспективных и распространенных методов выращивания углеродных нанотрубок (УНТ) [7]. Углеродные нанотрубки, получаемые данным методом могут синтезироваться как в объеме рабочей камеры, так и на заранее подготовленных подложках [8]. Таким образом возможно как формирование объемного материала, так рост УНТ в необходимых заданных местах подложки, что является привлекательным при интеграции процесса синтеза УНТ в технологический процесс микроэлектронного производства с целью построения на основе УНТ новой компонентной базы электронных устройств [9]. Анализ литературы показывает, что на синтез УНТ на подложке оказывает влияние множество факторов: температура и длительность процесса, давление, потоки рабочих газов, материал каталитического слоя [10]. Для формирования электрического контакта

к получаемым УНТ, а также для предотвращения взаимодействия каталитического слоя и подложки зачастую используется буферный подслоя из Zn, Ti, Ta, Pt, Pd, Cr и др [11]. Материал подслоя также оказывает значительное влияние на параметры получаемых УНТ [12]. Это может быть связано как с химическими реакциями, проходящими между материалами и рабочими газами (аммиак и ацетилен), так и с химическим взаимодействием материалов границе раздела при нагреве.

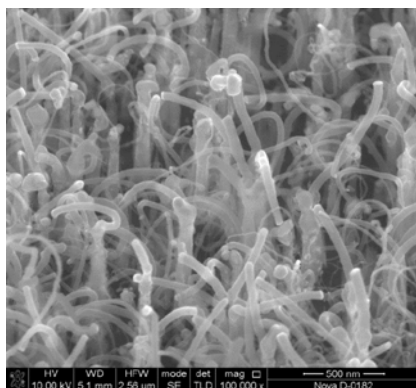
Таким образом, возможность комбинирования различных типов материалов подслоя и слоев катализатора приводит к необходимости изучения закономерностей их влияния на процесс получения УНТ.

2. Описание эксперимента

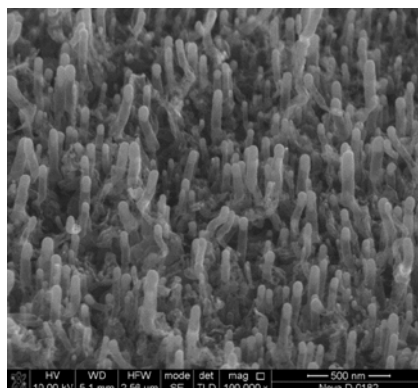
В данной работе было проведено исследование влияния материала подслоя на параметры выращенных на нем УНТ. На поверхность подложек Si (100) с помощью магнетронного распыления последовательно напылялись пленки подслоя толщиной 20 нм из различных металлов (Zn, Ti, Ta, Pt, Pd, Cr). В качестве слоя катализатора на всех образцах использовался Ni. Затем данные образцы помещались в камеру модуля CVD для выращивания УНТ. При этом на начальном этапе происходит нагрев структуры до температуры 750 °С, при которой происходит разрыв и плавление пленки каталитического слоя Ni с образованием капель - каталитических центров (КЦ), на которых при разложении ацетилена происходит рост УНТ. Следует также отметить, что размеры КЦ оказывают значительное влияние на параметры растущих на их основе УНТ.

3. Полученные результаты

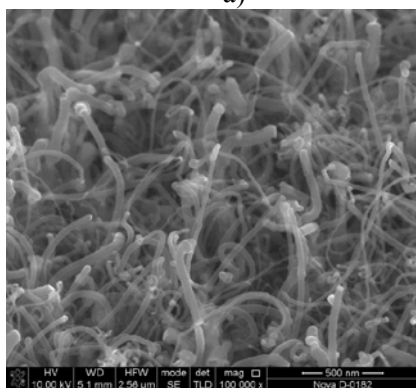
Анализ РЭМ изображений полученных образцов с УНТ (рис. 1) показал, что наиболее выровненную и упорядоченную структурой обладают образцы с подслоем Cr. На образцах с подслоем Ti наблюдается дезориентация УНТ, хотя и проявляется тенденция к вертикально-ориентированному росту. Ориентированный характер углеродных нанотрубок, полученных на образцах с подслоем из Ta и Zn, может объясняться высокой окислительной способностью этих материалов, которые, взаимодействуя при нагревании с остаточным кислородом в камере модуля CVD, образуют стабильные оксиды. В связи с этим, образованные слои оксида цинка и оксида тантала могут накапливать заряд под воздействием плазмы, инициированной в процессе роста, что приводит к локальному искажению электрического поля и, как следствие, росту углеродных



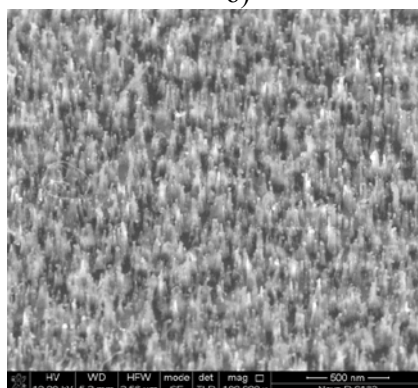
а)



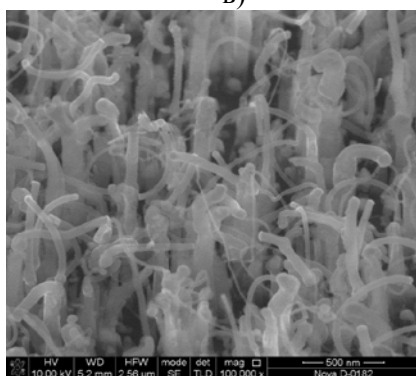
б)



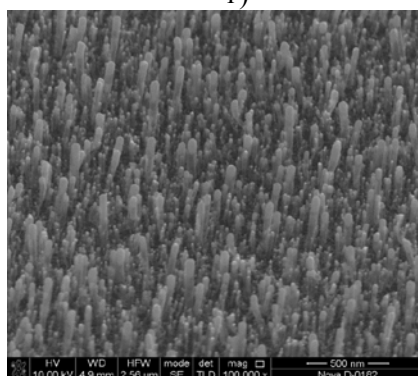
в)



г)



д)



е)

Рис. 1. УНТ выращенные на различном материале подслоя: а) Zn; б) Ti; в) Ta; г) Pt; д) Pd; е) Cr.

нанотрубок с хаотической ориентацией. На образце с подслоем Pd образовался массив УНТ большого диаметра по отношению к другим материалам, что может быть связано с образованием слоя силицида палладия ограничивающего тонкую пленку Ni и формированием в связи с этим каталитических центров большого диаметра. На образцах с подслоем Pt наблюдается низкая скорость роста, а также загрязнение вершин УНТ аморфным углеродом, что может являться свидетельством поглощения платиной водорода, присутствующего в камере и блокирующего образование аморфного углерода. Кроме того, низкая скорость роста приводит к проявлению эффекта плазменного химического травления, в результате чего УНТ принимают форму конусов.

4. Заключение

Таким образом, результаты проведенных исследований показали, что Cr является наиболее подходящим материалом для использования в качестве промежуточного слоя между подложкой Si и каталитическим слоем Ni во время процесса CVD для роста УНТ. При использовании данного подслоя, наблюдается рост УНТ с наиболее упорядоченной и целенаправленной структурой и наименьшим количеством дефектов, наиболее пригодных для применения в электронике.

Источники финансирования и выражение признательности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №16-29-14023 офи_м) и гранта ЮФУ (НИР № ВнГр-07/2017-26).

Список литературы

- [1] Synthesis, integration, and electrical properties of individual single-walled carbon nanotubes / Kong J. [et.al.] // Appl. Phys.— 1999.— Vol. 69.— 305—308.
- [2] Michael F. L. De Volder. Carbon Nanotubes: Present and Future Commercial Applications // Science. 2013. V.339. P. 535-539.
- [3] C. Hierold, C. Stampfer, T. Helbling, A. Jungen, M. Tripp, D. Sarangi. CNT Based Nano Electro Mechanical Systems
- [4] YunWang and John T. W. Yeow. A Review of Carbon Nanotubes-Based Gas Sensors // Journal of Sensors. 2009. P. 242-266.
- [5] Tans, S. J., Verschuere, A. R., & Dekker, C.. Room-temperature transistor based on a single carbon nanotube. Nature.1998.V.39.P.49-52.
- [6] Arrays of microguns for parallel e-beam nanolithography / P. Legagneux [et al.] // Nanolith.1999. Vol. 11806. P. 1-118.

[7] C. P. Deck, K. Vecchio. Growth mechanism of vapor phase CVD // Carbon. 2005. V. 43. № 12. P. 2608-2617.

[8] Melechko, A.V. Vertically aligned carbon nanofibers and related structures: Controlled synthesis and directed assembly / A.V. Melechko, V.I. Merkulov, T.E. McKnight, M.A. Guillorn, K.L. Klein, D.H. Lowndes, M.L. Simpson // J. Appl. Phys. 2005. V. 97.— P. 041301-1—041301-39.

[9] Бобринецкий, И.И. Методы параллельной интеграции углеродных нанотрубок при формировании функциональных устройств микроэлектроники и сенсорной техники / И.И. Бобринецкий // Микроэлектроника. 2009. Т. 38. № 5. С. 353-360.

[10] The Influence of Catalyst Chemical State and Morphology on Carbon Nanotube Growth / T. de los Arcos [et al.] // J. Phys. Chem. B. 2004. V. 108. № 23. P. 7728-7734.

[11] Alan M Cassell, QiYe, Brett A Cruden. Combinatorial chips for optimizing the growth and integration of carbon nanofibre based devices // Nanotechnology. 2004. V. 15. P. 9-15.

[12] Catalytic effect of Fe, Ni, Co and Mo on the CNTs production // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2014. V.59. P. 1-8.

Influence of low temperature annealing on microwave absorbing properties of nanogranular $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ structure

¹Vyzulin S.A., ¹Kevraletin A.L., ²Syr'ev N.E.

¹Federal State Military Educational Institution of Higher Professional Education
«Krasnodar Higher Military School named Army General S.M. Shtemenko»
Krasnodar, 350035, Russian Federation
vyzulin@mail.ru

²Federal State Educational Institution of Higher Professional Education
«Moscow state University named M.V. Lomonosov»
Moscow, 119991, Russian Federation
niksyr@mail.ru

Abstract: The influence of low temperature annealing on the microwave absorbing properties of nanogranular film structure $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ with different concentration of magnetic granules is studied. It is established that annealing of samples at a higher temperature (300°C) than 200°C leads to changes in the values of the absorption line width, intensity of absorption line and specific microwave absorption.

Keywords: specific microwave absorption, nanogranular structure, ferromagnetic resonance, resonance field, line width of absorption, intensity of absorption line.

Влияние низкотемпературного отжига на поглощающие свойства наногранулированной пленочной структуры $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$

¹Вызулин С.А., ¹Кевралетин А.Л., ²Сыр'ев Н.Е.

¹Федеральное государственное казенное военное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Краснодарское высшее военное училище имени генерала армии С.М. Штеменко»
г. Краснодар, 350035, Российская Федерация
vyzulin@mail.ru

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»
г. Москва, 119991, Российская Федерация
niksyr@mail.ru

Аннотация: Исследовано влияние низкотемпературного отжига на радиопоглощающие свойства наногранулированной пленочной структуры $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ с различной концентрацией магнитных гранул. Установлено, что отжиг образцов при температуре 300°C по сравнению с 200°C приводит к изменению ширины линии поглощения, интенсивности поглощения и удельного радиопоглощения.

Ключевые слова: удельное радиопоглощение, наногранулированная структура, ферромагнитный резонанс, резонансное поле, ширина линии поглощения, интенсивность поглощения.

1. Introduction

Intensive use of electronic equipment causes electromagnetic interference of different frequency range. Electromagnetic interference has a negative effect on the operation of radioelectronic means (REM). There is a problem of electromagnetic compatibility (EMC) RES. To ensure EMC of radioelectronic facilities the shielding and absorbing structures are used. Such structures include ferrite absorbers [1], textile and polymer materials with conductive and magnetic fillers [1-2]. Thin films with nanoparticles of ferromagnetic metals [3] are promising absorbing coatings, they are manufactured with the help of different technologies. In the synthesis of the absorbing film nanostructures the technology of magnetron sputtering [4], ion-beam sputtering [5] etc. are used. The magnetic properties of thin films obtained by the methods of deposition depend on the composition of the atmosphere in the cell deposition [6], on the material of the matrix and filler [7], on the annealing conditions of the obtained samples [8-9]. By changing the annealing temperature of the synthesized material it's possible to improve its shielding properties [10].

The aim of this work is to study the effect of low temperature annealing of nanogranular films $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$, synthesized by ion-beam sputtering, on their microwave absorbing properties.

2. Object of investigation

Nanogranular film composites of the ferromagnetic – nonmagnetic matrix type are investigated. Samples were synthesized at Voronezh State Technological University. The synthesis was performed by using ion-beam sputtering of Co with batches of C in an argon atmosphere onto glass substrates. The original structure had longitudinal (along the direction of spraying) size 240 mm. Thin film with a variable length structure thickness (from 0.5 to 1.6 μm) and the concentration of magnetic phases m (from 37.2 to 69.1 at. %) was produced by sputtering. In the transverse direction of the structure, these parameters re-

mained approximately constant. Eighty samples with dimension of $3 \times 4 \text{ mm}^2$ were made from this structure. The samples were numbered in order of distance from the end of the structure with a smaller m . Odd-numbered samples were annealed for 30 minutes at a temperature of $t = 200^\circ\text{C}$, even-numbered – at temperature $t = 300^\circ\text{C}$. This way of film structures annealing allows to compare the microwave absorbing properties of the samples with close values of m , annealed at different temperatures.

3. Research method

The spectra of ferromagnetic resonance (FMR) were recorded with resonator method at a fixed frequency $f = \omega/2\pi \approx 9.1 \text{ GHz}$ with scan of a constant magnetic field. The measurements were carried out on EPR spectrometer JOEL JES FA-300 at room temperature. The field orientation of the magnetization relative to the surface of the sample was changed. The angle α between the normal to the sample surface $\vec{n}$ and the vector $\vec{H}$ is increased with a step of 6° in the interval $\alpha \in [0, 360^\circ]$. Two series of measurements were performed. In one – $\vec{H} \perp \vec{i}$, in the other – $\vec{H} \perp \vec{j}$, where $\vec{i}$ - the direction in the sample plane coinciding with the longitudinal direction of the reference structure, $\vec{j}$ – with cross. The resonance field H_r , the line width of absorption ΔH and the intensity of the first derivative signal of the absorption J were determined by the spectra.

4. Experimental results and discussion

In the FMR spectra of all investigated samples at $\alpha = 90^\circ$ and samples with $m < 63.9 \text{ at. \%}$ when $\alpha = 0$ a single line absorption is observed. In the normal magnetization of the samples with $m \geq 63.9 \text{ at. \%}$ several resonances can be observed. Of these, we singled out one which was observed in the interval $\alpha \in [0, 90^\circ]$. This resonance was interpreted as a homogeneous FMR. Character of dependences $H_r(\alpha)$ for a uniform fashion greatly depends on the concentration of the magnetic phase m , on the annealing temperature and on the orientation of the magnetization with respect to the selected directions in the sample plane. For samples annealed at $t = 200^\circ\text{C}$, in the case of $\vec{H} \perp \vec{i}$ maximum values of H_r were observed in the region of normal magnetization, the minimum values are observed near tangential magnetization. The dependences $H_r(\alpha)$ are almost symmetric relative to the axis $\alpha = 0$. In the case of $\vec{H} \perp \vec{j}$ extreme values of H_r are registered at the inclined magnetization. The angular dependence of H_r are asymmetrical relative to the axis $\alpha = 0$. The minimum

value of the resonance field of the samples annealed at $t = 300^\circ\text{C}$ as in the situation $\vec{H} \perp \vec{i}$, and $\vec{H} \perp \vec{j}$ occur about $\alpha = 90^\circ$, maximum – about $\alpha = 0$. The distinction between the angular dependences of H_r in the case $\vec{H} \perp \vec{j}$ for samples annealed at 200°C and 300°C can be explained by change in shape of the magnetic granules and the orientation of their axes of symmetry due to thermal treatment [11]. For samples $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ with $m \leq 54.4 \dots 58.9$ at. % annealing at $t = 300^\circ\text{C}$, compared to $t = 200^\circ\text{C}$, leads to the increase in $\alpha = 0$ and to the decrease in $\alpha = 90^\circ$ the magnitude of H_r .

The line width of absorption ΔH increases as a result of annealing of samples with $m \leq 54.4$ at. % at a temperature of 300°C . Heat treatment of the films with $m > 54.4$ at.% at $t = 300^\circ\text{C}$ leads to a decrease in ΔH (Fig. 1).

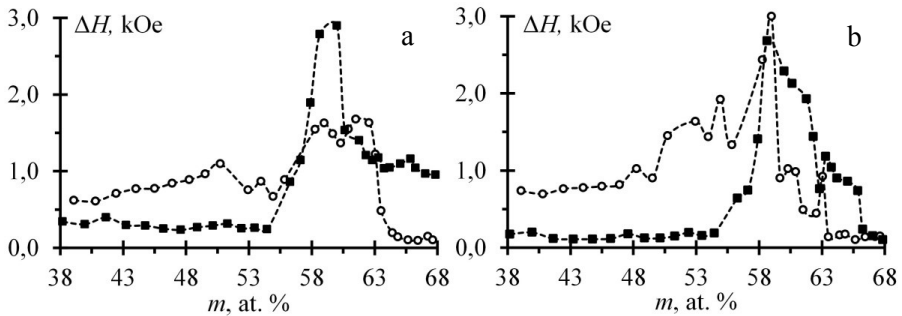


Fig. 1. Dependencies $\Delta H(m)$ for the case $\vec{H} \perp \vec{i}$:
a: $\alpha = 90^\circ$; b: $\alpha = 0$; ■ – $t = 200^\circ\text{C}$; ○ – $t = 300^\circ\text{C}$.

Рис. 1. Зависимости $\Delta H(m)$ для случая $\vec{H} \perp \vec{i}$:
a: $\alpha = 90^\circ$; b: $\alpha = 0$; ■ – $t = 200^\circ\text{C}$; ○ – $t = 300^\circ\text{C}$.

The intensity of the first derivative of the absorption signal J changed a lot at a variation m . Signal absorption at the same amplitude modulation for some of the samples were weak, for the other extreme points J went beyond the boundaries of the spectra recording workspace. In this connection, when registering the FMR spectra the optimal parameters of scanning were selected for each sample. To exclude the influence of scanning parameters on the measurement results, and to take into account the dimensions of the samples, the values of J were calculated per unit volume of the investigated films and were normalized to the amplification factor, to the square root of the power of high-frequency field and to the amplitude modulation of the magnetic field. The normalized parameter J will be denoted by the symbol I . Figure 2 shows the dependencies $\Delta H(m)$ when (a – for $\alpha = 90^\circ$; b – for $\alpha = 0$).

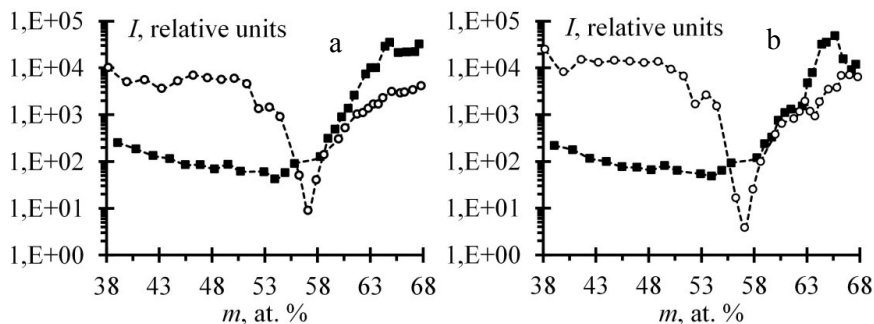


Fig. 2. Concentration dependencies I for the case $\vec{H} \perp \vec{l}$:
a: in $\alpha = 90^\circ$; b: in $\alpha = 0$; ■ – $t = 200^\circ\text{C}$; ○ – $t = 300^\circ\text{C}$.

Рис. 2. Концентрационные зависимости I для случая: $\vec{H} \perp \vec{l}$:
а – при $\alpha = 90^\circ$; б – при $\alpha = 0$; ■ – $t = 200^\circ\text{C}$; ○ – $t = 300^\circ\text{C}$.

The unit values for specific microwave absorption K is defined as the integral intensity of the absorption line according to the formula:

$$K = \int_{H_{\min}}^{H_{\max}} P(H) dH, \quad (1)$$

where $H_{\min}$ and $H_{\max}$ are the minimal and maximum values of the magnetic field scan, $P(H)$ is the intensity of the absorption line, determined from the expression:

$$P(H) = \int P(H) dH. \quad (2)$$

Dependences of $K(m)$ for the case $\vec{H} \perp \vec{l}$ are presented in figure 3 (a – for $\alpha = 90^\circ$; b – for $\alpha = 0$).

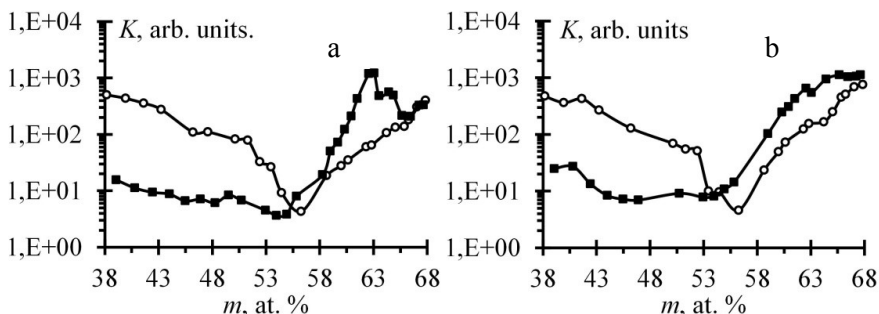


Fig. 3. Concentration dependencies K for the case $\vec{H} \perp \vec{l}$:
a: in $\alpha = 90^\circ$; b: in $\alpha = 0$; ■ – $t = 200^\circ\text{C}$; ○ – $t = 300^\circ\text{C}$.

Рис. 3. Концентрационные зависимости K для случая $\vec{H} \perp \vec{l}$:
а – при $\alpha = 90^\circ$; б – при $\alpha = 0$; ■ – $t = 200^\circ\text{C}$; ○ – $t = 300^\circ\text{C}$.

Figures 2 and 3 show that annealing of the samples with values of $m \leq 54.4 \dots 58.9$ at. % at a temperature of 300°C allows 1.5-2 time increase of the absorption intensity and a one order increase of specific microwave absorption.

4. Conclusion

The influence of low temperature annealing on the microwave properties of nanogranular film structure $\text{Co}_m\text{C}_{100-m}$ with different concentration of magnetic granules is investigated. It is shown that by changing the annealing temperature of cobaltic films in the range of 100°C it is possible to increase the absorption intensity and specific microwave absorption within certain limits.

References

- [1] Bagavathi M., Dr.-Ing. Priyadarshini R. A review on the production methods and testing of textiles for electromagnetic interference (EMI) shielding // *Bagavathi M Int. Journal of Engineering Research and Applications*. 2015, vol. 5, no. 2, pp. 34-40.
- [2] Bora P.J., Mallik N., Ramamurthy P.C., Kishore, Madras G. Poly (vinyl butyral) - polyaniline-magnetically functionalized fly ash cenosphere composite film for electromagnetic interference shielding // *Composites*. 2016, part B, pp. 1-26.
- [3] Nikolaychuk G.A., Ivanov V.P., Yakovlev S.V. *Multipurpose radar absorbing materials based on magnetic nanostructures: preparation, properties, application* // *Electronics: science, technology, business*. 2010, no. 1, pp. 92-95.
- [4] Ziaja J., Jaroszewski M., Lewandowski M. EMI shielding using composite materials with two sources magnetron sputtering // *IOP Conference Series: Material Science and Engineering*. 2016, no. 113, pp. 1-4.
- [5] Sarto F., Sarto M.S., Larciprete M.C., Sibilia C. Transparent films for electromagnetic shielding of plastics // *Reviews on Advanced Materials Science*. 2003, no. 5, pp. 329-336.
- [6] Vyzulin S.A., Kevraletina A.L., Syr'ev N.E. Influence of hydrogenation on magnetoresonance characteristics of nanocomposite $(\text{CoFeB})_m\text{C}_{100-m}$ films // *Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2017)*, 2017, 101 p.
- [7] Vyzulin S.A., Kevraletina A.L., Syr'ev N.E. Features of ferromagnetic resonance in nanogranule $(\text{CoFeB})_m\text{C}_{100-m}$ Structures // *Bulletin of Russian Academy of Sciences: Physics*. 2017, vol. 3, pp. 305-307.
- [8] Hysen T. Al-Harathi S., Al-Omari I.A. Geetha P., Lisha R., Ramanujan R.V., Sakthikumar D., Anantharaman M.R. Annealing induced low coercivity, nanocrystalline Co-Fe-Si thin films exhibiting inverse cosine angular variation // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2013, vol. 341, pp. 165-172.
- [9] Vorobiov S.I., Shutylieva O.V., Pazukha I.M., Chornous A.M. The annealing effect on structure, magnetoresistance and magnetic properties of Co/Bi/Co thin films // *European Physical Journal Plus*. 2016, 131: 203, pp. 1-7.
- [10] Kuznetsov P.A., Farmakovskiy B.V., Tolochko O.V., Askinazi A.Y., Vasilyeva O.V., Peskov T.V. *Research and development in the field of application of amorphous magnetically soft alloys for creation of magnetic shields* // *Problems of materials science*. 2009, no. 3, pp. 204-216.

[11] Vyzulin S.A., Kevraletina A.L., Syr'ev N.E. *Influence of low temperature annealing on the magnetic resonance properties of magnetic nanogranular films Co_mC_{100-m} and Ni_mC_{100-m}* // XVI All-Russian school-seminar «Physics and application of microwaves» to them. A.P. Sukhorukov. 2017, section 5, pp. 11-15.

Список литературы

- [1] Bagavathi M., Dr.-Ing. Priyadarshini R. A review on the production methods and testing of textiles for electromagnetic interference (EMI) shielding // Bagavathi M Int. Journal of Engineering Research and Application. 2015. T. 5. № 2. С. 34-40.
- [2] Bora P.J., Mallik N., Ramamurthy P.C., Kishore, Madras G. Poly (vinyl butyral) - polyaniline-magnetically functionalized fly ash cenosphere composite film for electromagnetic interference shielding // Composites. 2016. Часть В. С. 1-26.
- [3] Николайчук Г.А., Иванов В.П., Яковлев С.В. Многоцелевые радиопоглощающие материалы на основе магнитных наноструктур: получение, свойства, применение // Электроника: наука, технология, бизнес. 2010. № 1. С. 92-95.
- [4] Ziaja J., Jaroszewski M., Lewandowski M. EMI shielding using composite materials with two sources magnetron sputtering // IOP Conference Series: Material Science and Engineering. 2016. №. 113. С. 1-4.
- [5] Sarto F., Sarto M.S., Larciprete M.C., Sibilia C. Transparent films for electromagnetic shielding of plastics // Reviews on Advanced Materials Science. 2003. №. 5. С. 329-336.
- [6] Vyzulin S.A., Kevraletina A.L., Syr'ev N.E. Influence of hydrogenation on magnetoresonance characteristics of nanocomposite $(CoFeB)_mC_{100-m}$ films // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2017), 2017, 101 с.
- [7] Vyzulin S.A., Kevraletina A.L., Syr'ev N.E. Features of ferromagnetic resonance in nanogranule $(CoFeB)_mC_{100-m}$ Structures // Bulletin of Russian Academy of Sciences: Physics. 2017. T. 3. С. 305-307.
- [8] Hysen T. Al-Harthi S., Al-Omari I.A. Geetha P., Lisha R., Ramanujan R.V., Sakthikumar D., Anantharaman M.R. Annealing induced low coercivity, nanocrystalline Co-Fe-Si thin films exhibiting inverse cosine angular variation // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2013. T. 341. С. 165-172.
- [9] Vorobiov S.I., Shutylieva O.V., Pazukha I.M., Chornous A.M. The annealing effect on structure, magnetoresistance and magnetic properties of Co/Bi/Co thin films // European Physical Journal Plus. 2016. 131: 203. С. 1-7.
- [10] Кузнецов П.А., Фармаковский Б.В., Толочко О.В., Аскинази А.Ю., Васильева О.В., Песков Т.В. Исследования и разработки в области применения аморфных магнитотяжких сплавов для создания магнитных экранов // Вопросы материаловедения. 2009. № 3(59). С. 204-216.
- [11] Визулин С.А., Кевралетин А.Л. Сырьев Н.Е. Влияние низкотемпературного отжига на магниторезонансные свойства наногранулированных магнитных пленок Co_mC_{100-m} и Ni_mC_{100-m} // XVI Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» им. А.П. Сухорукова. 2017. секция 5. С. 11-15.

Investigation of the GaAs surface profiling by the plasma chemical method for microwave devices

Klimin V.S., Solodovnik M.S., Rezvan A.A.

South Federal University
Taganrog, 347928, Russian Federation
kliminvs@sfedu.ru

Abstract: The purpose of this work was to study the quality of the structure surface and the anisotropy of a profile based on gallium arsenide after the plasma-chemical etching in a plasma of a mixture of BCl_3 / Ar in a combined plasma of a capacitive and inductive discharge by the method of atomic force microscopy.

As experimental samples, fragments of GaAs plates having a surface after standard liquid polishing were used. Preparing the substrate for gallium arsenide was based on the fact that a pattern of a protective mask of a plasma-resistant photoresist was applied to the surface. Surface control after plasma treatment was carried out using NTe-gra probe nanorabatorium using a "semi-contact" regime.

Keywords: heterostructures, molecular-beam epitaxial, plasma-chemical processing, nanostructures, microwave devices.

Исследование профилирования поверхности GaAs плазмохимическим методом для СВЧ устройств

Климин В.С., Солодовник М.С., Резван А.А.

Южный федеральный университет
г. Таганрог, 347928, Российская Федерация
kliminvs@sfedu.ru

Аннотация: Целью данной работы являлось исследование методом атомно-силовой микроскопии качества поверхности структуры и анизотропии профиля на основе арсенида галлия после плазмохимического травления в плазме смеси BCl_3/Ar в комбинированной плазме емкостного и индуктивного разряда.

В качестве экспериментальных образцов были использованы фрагменты пластин GaAs, имеющие поверхность после стандартной жидкостной полировки. Подготовка подложки арсенида галлия заключалась в том, что на поверхности наносился рисунок из защитной маски плазмостойкого фоторезиста. Контроль

поверхности после обработки в плазме проводился посредством зондовой нанолaborатории NTeгра с использованием «полуконтактного» режима.

Ключевые слова: *гетероструктуры, молекулярно-лучевая эпитаксия, плазмохимическая обработка, наноструктуры, СВЧ устройства.*

1. Введение

Актуальной задачей современной микро- и нанoeлектроники является прецизионное формирование элементов микрорельефа с высоким разрешением и заданными свойствами поверхности. Полупроводниковые соединения группы АЗВ5 являются одними из наиболее перспективных материалов в твердотельной электронике [1-9]. Область применения таких материалов очень широка от дискретных диодов и приборов на гетеропереходах до квантовых точек для устройств квантовых вычислений. Основными областями применения этого ряда соединений и твердых растворов на их основе является производство широкого спектра светоизлучающих диодов [10-14]. Достоинства структур на основе GaAs могут быть реализованы в структурах с субмикронным профилированием [15-18].

Целью данной работы является возможность профилирования, поверхности структур на основе GaAs с применением экспериментальной модели ячейки памяти на основе сжатого вертикально углеродных нанотрубок и исследовать его коммутацию резистивный с помощью атомно-силовой микроскопии.

2. Методическая часть

Экспериментальные исследования проводились на пластинах собственного арсенида галлия, имеющие поверхность после стандартной жидкостной полировки. Подготовка подложки арсенида галлия заключалась в нанесении защитного плазмостойкого фоторезистивного покрытия на поверхность с учетом кристаллографических осей. На очищенную поверхность GaAs методом центрифугирования на скорости 5000 об/мин наносился фоторезиста ФП-383 толщиной 13 ± 2 нм, предварительно смешанного со специализированным для данной марки фоторезиста разбавителем РПФ-383 в соотношении 1:17. Полученные образцы сушились при температуре 90°C в течение 2 минут.

В качестве реакционного газа использовался боратрихлорид (BCl_3), который имеет ряд преимуществ из хлорсодержащих газов в процессах плазмохимического травления структур на основе АЗВ5. Давление

рабочей атмосферы газов в реакционной составило 2 Па. Мощность источника емкостной плазмы составила W_{RIE} - 35 Вт, напряжении смещения

$U_{\text{bias}} = 102$ В, мощность источника индуктивно связанной плазма составляла W_{ICP} - 300 Вт, Скорость потока буферного газа-транспорта, позволяющего понизить потенциал ионизации и повысить технологичность и управляемость процесса N_{Ar} - 100 см³/мин. Скорость потока рабочего хлорсодержащего газа варьировалась на различных этапах эксперимента N_{BCl_3} - 5, 10, 15 см³/мин. Время травления на всех этапах эксперимента составляло $t = 1, 2, 3$ минуты.

3. Практические результаты

Для определения степени влияния химической составляющей плазменной обработки образцов подвергалась плазмохимическому травлению при различных потоках хлорсодержащего газа, при постоянных мощностях источников индуктивно связанной и емкостной плазмы, температуре и давлении в реакторе.

На рисунке 1 показана зависимость толщины вытравленного слоя от времени травления для различных потоков хлорсодержащего газа.

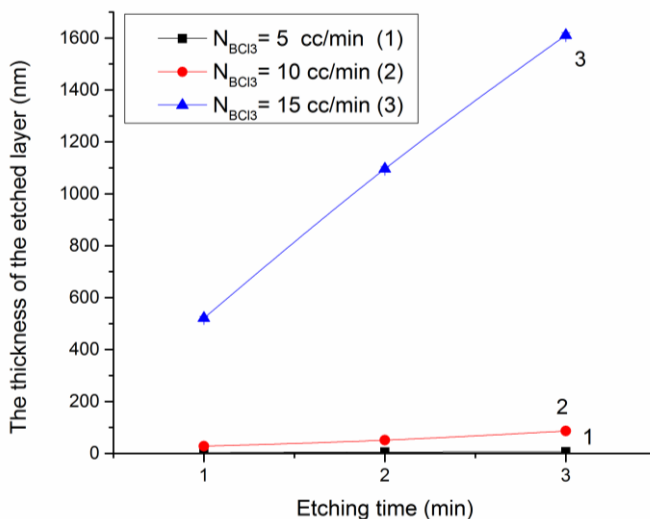


Рис. 1 Зависимость толщины вытравленного слоя от времени травления для различных потоков хлорсодержащего газа

Fig. 1. Dependence of the thickness of the etched layer on the time of etching for various streams of chlorine-containing gas

Оценочная скорость плазмохимического травления арсенида галлия составила: 2,6 нм/мин, 28,2 нм/мин, 537,4 нм/мин, при скоростях потока $N_{\text{ВСІЗ}} = 5 \text{ см}^3/\text{мин}$, $10 \text{ см}^3/\text{мин}$ и $15 \text{ см}^3/\text{мин}$ соответственно.

Из полученных зависимостей можно оценить шероховатость вытравленной области, также видно, что химическое воздействие позволяет получать вытравленные структуры большого диапазона глубин с низкой шероховатостью.

4. Заключение

В данной работе были проведены исследования по влиянию хлорсодержащего газа на толщину вытравленного слоя. Оценочные скорости травления арсенид галлиевых структур при скоростях потока $N_{\text{ВСІЗ}} = 5 \text{ см}^3/\text{мин}$, $10 \text{ см}^3/\text{мин}$ и $15 \text{ см}^3/\text{мин}$, составили 2,6 нм/мин, 28,2 нм/мин, 537,4 нм/мин соответственно. Показано, что при увеличении потока хлорсодержащего газа растет и скорость травления структуры, однако при этом возрастает и шероховатость вытравленной области.

Так же были получены результаты экспериментальных исследований угла отклонения вытравленной стенки структуры от вертикали для различных кристаллографических осей, при различных потоках газов.

С учетом проведённых исследований, возможно, подобрать оптимальные режимы травления структур, которые позволят, наиболее точно контролировать толщину вытравленного слоя, шероховатость вытравленной поверхности и вертикальность полученной структуры.

Источники финансирования и выражение признательности

Доклад подготовлен по итогам исследования, проведенного в рамках проектов Российского научного фонда №15-19-10006. Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования и Научно-образовательного центра «Нанотехнологии» Южного федерального университета.

Список литературы

[1] White A. M., Portecus P., Sherman W. F., Stadtmuller A. A. Photocapacitance. Measurements on Deep levels in GaAs under Hydrostatic Pressure // Solid State Phys. 1987. V.10, №17 P. 1473-1476.

[2] O.A. Ageev, S.V. Balakirev, Al.V. Bykov et al. Development of new meta-materials for advanced element base of micro- and nanoelectronics, and microsystem devices. In: Advanced Materials – Manufacturing, Physics, Mechanics and Applications. Parinov, Chang, Topolov (Eds.). Springer International Publishing Switzerland. 2016. – 702 p. – p. 563-580.

- [3] Ageev, O.A., Klimin, V.S., Solodovnik, M.S., Eskov, A.V., Krasnoborodko, S.Y. The study of influence of the gas flow rate to etched layer thickness, and roughness of the anisotropy field of gallium arsenide is etched in the plasma chemical etching process // *Journal of Physics: Conference Series*. 2016. T. 741. № 1. C. 012178.
- [4] Sakurai-Hiromi, Yamanaka Zusao, Yoshida Kohichi, Ohshima Naoto, Suzuki Katsuo. Ultrasonic. Attenuation in p-type GaSb // *G. Appl Phys*. 1984. V. 56. № 6. P. 1613-1616.
- [5] Marina V. Ilina, Yuriy F. Blinov, Oleg I. Ilin, Viktor S. Klimin, Oleg A. Ageev Resistive switching of vertically aligned carbon nanotube by a compressive strain // *Proc. SPIE 10224, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016, 102240U* (December 30, 2016); doi:10.1117/12.2266762;
- [6] Aronov D. A., Mamatkulov V. V. The Capacitance and Characteristics Relaxation Times it Carrier Exclusion in Compensated Semiconductors with Deep Traps and Non-Injecting Contacts // *Phys. Stat. Sol.* 1984. A. 81. № 1/ P/ 85-89;
- [7] Viktor S. Klimin, Maxim S. Solodovnik, Vladimir A. Smirnov, Andrey V. Eskov, Roman V. Tominov, Oleg A. Ageev A study of the vertical walls and the surface roughness GaAs after the operation in the combined plasma etching \ \ *Proc. SPIE 10224, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016, 102241Z* (December 30, 2016); doi:10.1117/12.2267120;
- [8] Klimin V.S. Study of the interaction of materials in the structure NI/ITO/SI by thermodynamic analysis to identify opportunities for growth of carbon nanotubes on a given structure // *Physics and Mechanics of New Materials and their Applications (PHENMA 2016)* 2016. C. 150.
- [9] Klimin V.S., Velichko A.G., Ionova Y.V. Research field emission structures based on an array of carbon nanostructures oriented perpendicular to substrate // *Physics and Mechanics of New Materials and their Applications* 2016. C. 153-154.
- [10] V. S. Klimin, N.N. Petrov, A.V. Eskov, S.Y. Krasnoborodko Study the Mode of Deposition of the Nitride and Silicon Oxide Films in the Combined RF Plasma Discharge // 2016 International Conference on "Physics and Mechanics of New Materials and their Applications" (PHENMA 2016), Indonesia, Surabaya, 19-22 July 2016 P. 152-153
- [11] Joyce B.A., Vvedensky D.D., Bell G.R., Belk J.G., Itoh M., Jones T.S. Nucleation and growth mechanisms during MBE of III-V compounds // *Mat. Sci. Eng. B.* – 1999. – Vol. 67. – P. 7-16.
- [12] LaBella V. P., Bullock D. W., Ding Z., Emery C., Harter W. G., Thibado P. M. Monte Carlo derived diffusion parameters for Ga on the GaAs(001)-(2x4) surface: A molecular beam epitaxy–scanning tunneling microscopy study // *J. Vac. Sci. Tech. A.* – 2000. – Vol. 18, № 4. – P. 1526-1531.
- [13] Ohtake A., Ozeki M. In situ observation of surface processes in InAs/GaAs(001) heteroepitaxy: The role of As on the growth mode // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – Vol. 78. – P. 431.
- [14] Riel B.J., Hinzer K., Moisa S., Fraser J., Finnie P., Piercy P., Fafard S., Wasilewski Z.R. InAs/GaAs(100) self-assembled quantum dots: arsenic pressure and capping effects // *J. Cryst. Growth.* – 2002. – Vol. 236. – P. 145-154.
- [15] Morgan C.G., Kratzer P., Scheffler M. Arsenic Dimer Dynamics during MBE Growth: Theoretical Evidence for a Novel Chemisorption State of As₂ Molecules on GaAs Surfaces // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 82, 24. – P. 4886-4889.
- [16] V. S. Klimin, N.N. Petrov, A.V. Eskov, S.Y. Krasnoborodko Study of Influence of Modes Plasma Etching of GaAs Structures in Combined Plasma.// 2016 International Conference on "Physics and Mechanics of New Materials and their Applications" (PHENMA 2016), Indonesia, Surabaya, 19-22 July 2016 P. 152.

[17] Daweritz L., Ploog K. Contribution of reflection high-energy electron diffraction to nanometre tailoring of surfaces and interfaces by molecular beam epitaxy // *Semicond. Sci. Tech.* – 1994. – Vol. 9, № 2. – P. 123-136.

[18] V. S. Klimin, N. N. Petrov A Mathematical Model and Simulation Results of Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition of Silicon Nitride Films // 2016 International Conference on "Physics and Mechanics of New Materials and their Applications" (PHENMA 2016), Indonesia, Surabaya, 19-22 July 2016 P. 151.

References

[1] White A. M., Portecus P., Sherman W. F., Stadtmuller A. A. Photocapacitance. Measurements on Deep levels in GaAs under Hydrostatic Pressure // *Solid State Phys.* 1987. V.10, №17 P. 1473-1476.

[2] O.A. Ageev, S.V. Balakirev, A.I. Bykov et al. Development of new meta-materials for advanced element base of micro- and nanoelectronics, and microsystem devices. In: *Advanced Materials – Manufacturing, Physics, Mechanics and Applications*. Parinov, Chang, Topolov (Eds.). Springer International Publishing Switzerland. 2016. – 702 p. – p. 563-580.

[3] Ageev, O.A., Klimin, V.S., Solodovnik, M.S., Eskov, A.V., Krasnoborodko, S.Y. The study of influence of the gas flow rate to etched layer thickness, and roughness of the anisotropy field of gallium arsenide is etched in the plasma chemical etching process // *Journal of Physics: Conference Series*. 2016. T. 741. № 1. C. 012178.

[4] Sakurai-Hiromi, Yamanaka Zusao, Yoshida Kohichi, Ohshima Naoto, Suzuki Katsuo. Ultrasonic. Attenuation in p-type GaSb // *G. Appl Phys.* 1984. V. 56. № 6. P. 1613-1616.

[5] Marina V. Ilin, Yuriy F. Blinov, Oleg I. Ilin, Viktor S. Klimin, Oleg A. Ageev Resistive switching of vertically aligned carbon nanotube by a compressive strain // *Proc. SPIE 10224*, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016, 102240U (December 30, 2016); doi:10.1117/12.2266762;

[6] Aronov D. A., Mamatkulov V. V. The Capacitance and Characteristics Relaxation Times at Carrier Exclusion in Compensated Semiconductors with Deep Traps and Non-Injecting Contacts // *Phys. Stat. Sol.* 1984. A. 81. № 1/ P/ 85-89;

[7] Viktor S. Klimin, Maxim S. Solodovnik, Vladimir A. Smirnov, Andrey V. Eskov, Roman V. Tominov, Oleg A. Ageev A study of the vertical walls and the surface roughness GaAs after the operation in the combined plasma etching // *Proc. SPIE 10224*, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016, 102241Z (December 30, 2016); doi:10.1117/12.2267120;

[8] Klimin V.S. Study of the interaction of materials in the structure Ni/ITO/Si by thermodynamic analysis to identify opportunities for growth of carbon nanotubes on a given structure // *Physics and Mechanics of New Materials and their Applications (PHENMA 2016)* 2016. C. 150.

[9] Klimin V.S., Velichko A.G., Ionova Y.V. Research field emission structures based on an array of carbon nanostructures oriented perpendicular to substrate // *Physics and Mechanics of New Materials and their Applications* 2016. C. 153-154.

[10] V. S. Klimin, N.N. Petrov, A.V. Eskov, S.Y. Krasnoborodko Study the Mode of Deposition of the Nitride and Silicon Oxide Films in the Combined RF Plasma Discharge // 2016 International Conference on "Physics and Mechanics of New Materials and their Applications" (PHENMA 2016), Indonesia, Surabaya, 19-22 July 2016 P. 152-153

[11] Joyce B.A., Vvedensky D.D., Bell G.R., Belk J.G., Itoh M., Jones T.S. Nucleation and growth mechanisms during MBE of III-V compounds // *Mat. Sci. Eng. B.* – 1999. – Vol. 67. – P. 7-16.

- [12] LaBella V. P., Bullock D. W., Ding Z., Emery C., Harter W. G., Thibado P. M. Monte Carlo derived diffusion parameters for Ga on the GaAs(001)-(2 $\times$ 4) surface: A molecular beam epitaxy-scanning tunneling microscopy study // *J. Vac. Sci. Tech. A.* – 2000. – Vol. 18, № 4. – P. 1526-1531.
- [13] Ohtake A., Ozeki M. In situ observation of surface processes in InAs/GaAs(001) heteroepitaxy: The role of As on the growth mode // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – Vol. 78. – P. 431.
- [14] Riel B.J., Hinzer K., Moisa S., Fraser J., Finnie P., Piercy P., Fafard S., Wasilewski Z.R. InAs/GaAs(100) self-assembled quantum dots: arsenic pressure and capping effects // *J. Cryst. Growth.* – 2002. – Vol. 236. – P. 145-154.
- [15] Morgan C.G., Kratzer P., Scheffler M. Arsenic Dimer Dynamics during MBE Growth: Theoretical Evidence for a Novel Chemisorption State of As₂ Molecules on GaAs Surfaces // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 82, 24. – P. 4886-4889.
- [16] V. S. Klimin, N.N. Petrov, A.V. Eskov, S.Y. Krasnoborodko Study of Influence of Modes Plasma Etching of GaAs Structures in Combined Plasma.// 2016 International Conference on "Physics and Mechanics of New Materials and their Applications" (PHENMA 2016), Indonesia, Surabaya, 19-22 July 2016 P. 152.
- [17] Daweritz L., Ploog K. Contribution of reflection high-energy electron diffraction to nanometre tailoring of surfaces and interfaces by molecular beam epitaxy // *Semicond. Sci. Tech.* – 1994. – Vol. 9, № 2. – P. 123-136.
- [18] V. S. Klimin, N. N. Petrov A Mathematical Model and Simulation Results of Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition of Silicon Nitride Films // 2016 International Conference on "Physics and Mechanics of New Materials and their Applications" (PHENMA 2016), Indonesia, Surabaya, 19-22 July 2016 P. 151.

Acknowledgements

This research has been supported by the Results obtained using the Center for collective use of equipment and the Research and Education Center, "Nanotechnologies" South Federal University. This work was supported by the Russian Science Foundation Grant No. 15-19-10006.

Investigation of the modernization of the GaAs surface by a combination of focused ion beam methods and plasma-chemical etching for the next epitaxial growth

Klimin V.S., Solodovnik M.S.
South Federal University
Taganrog, 347928, Russian Federation
kliminvs@sfedu.ru

Abstract: The urgency of this problem is due to the fact that in modern products of micro- and nanoelectronics, when topological norms are reduced, the requirements to the surface quality after processing considerably increase. The formation of the microrelief allows you to modify the surface, which will allow you to obtain additional control options for instrument parameters. In connection with the significant difference in the diffusion parameters of adsorbed atoms on the faces with different crystallographic orientations, this approach allows us to select the optimal technological regimes for the formation of arrays of nanostructures with given characteristics over a wide range.

Keywords: heterostructures, molecular-beam epitaxial, plasma-chemical processing, nanostructures, microwave devices.

Исследование модернизации поверхности GaAs комбинацией методов фокусированных ионных пучков и плазмохимического травления для последующего эпитаксиального роста

Климин В.С., Солодовник М.С.
Южный федеральный университет
г. Таганрог, 347928, Российская Федерация
kliminvs@sfedu.ru

Аннотация: Актуальность данной проблемы обусловлена тем, что в современных изделиях микро- и нанoeлектроники при уменьшении топологических норм требования к качеству поверхности после обработки значительно возрастают. Формирование микрорельефа позволяет модифицировать поверхность, что позволит получить дополнительные возможности управления приборными параметрами. В связи с существенным различием в диффузионных параметрах адсорбированных атомов на гранях с различными кристаллографическими ориентациями такой подход позволяет подобрать

оптимальные технологические режимы для формирования массивов наноструктур с заданными характеристиками в широком диапазоне.

Ключевые слова: гетероструктуры, молекулярно-лучевая эпитаксия, плазмохимическая обработка, наноструктуры, СВЧ устройства.

1. Введение

С целью расширения возможностей управления электрофизическими и оптическими характеристиками структур АЗВ5 для перспективных устройств опто- и наноэлектроники планируется проведение исследований процессов формирования сложной морфологии поверхности с высоким разрешением при молекулярно-лучевой эпитаксии [1-9].

Актуальность данной проблемы обусловлена тем, что в современных изделиях микро- и наноэлектроники при уменьшении топологических норм требования к качеству поверхности после обработки значительно возрастают. Многие современные технологии при комбинации фото- либо электронно-лучевой литографии и жидкостного травления не позволяют получить требуемый результат [10-14]. В связи с существенным различием в диффузионных параметрах адсорбированных атомов на гранях с различными кристаллографическими ориентациями такой подход позволяет подобрать оптимальные технологические режимы для формирования массивов наноструктур с заданными характеристиками в широком диапазоне. При этом, помимо прецизионной локализации кластеров, благодаря использованию поверхностей со сложной морфологией возможно получение ценных с приборной точки зрения массивов наноструктур с высокой пространственной упорядоченностью и однородностью по размерам [15-18].

2. Методическая часть

В качестве реакционного газа использовался боратрихлорид (BCl_3), который имеет ряд преимуществ из хлорсодержащих газов в процессах плазмохимического травления структур на основе АЗВ5. Давление рабочей атмосферы газов в реакционной составило 2 Па. Мощность источника емкостной плазмы составила W_{RIE} - 35 Вт, напряжении смещения

$U_{\text{bias}} = 102$ В, мощность источника индуктивно связанной плазма составляла W_{ICP} - 300 Вт, Скорость потока буферного газа-транспорта, позволяющего понизить потенциал ионизации и повысить

технологичность и управляемость процесса $N_{Ar} - 100 \text{ см}^3/\text{мин}$. Скорость потока рабочего хлорсодержащего газа варьировалась на различных этапах эксперимента $N_{BCl_3} - 5, 10, 15 \text{ см}^3/\text{мин}$. Время травления на всех этапах эксперимента составляло $t = 1,2,3$ минуты.

3. Практические результаты

Выявлено, что угол отклонения от вертикали для образцов, обработанных с потоком хлорсодержащего газа $N_{BCl_3} - 15 \text{ см}^3/\text{мин}$ для кристаллографического направления $[110]$ был $\alpha_{[110]} = 65,5^\circ$; для направления $[111]$ был $\alpha_{[111]} = 45,58^\circ$. Для образцов, обработанных с потоком хлорсодержащего газа $N_{BCl_3} - 10 \text{ см}^3/\text{мин}$ для кристаллографического направления $[110]$ было $\alpha_{[110]} = 20,94^\circ$; для направления $[111]$ был $\alpha_{[111]} = 11,37^\circ$. Для образцов, для образцов, обработанных с потоком хлорсодержащего газа $N_{BCl_3} - 5 \text{ см}^3/\text{мин}$ для кристаллографического направления $[110]$ был $\alpha_{[110]} = 0,32^\circ$; для направления $[111]$ был $\alpha_{[111]} = 0,21^\circ$.

По результатам экспериментальных данных были построены зависимости угла отклонения от вертикали от скорости потока хлорсодержащего газа для различных кристаллографических осей, показанные на рисунке 1.

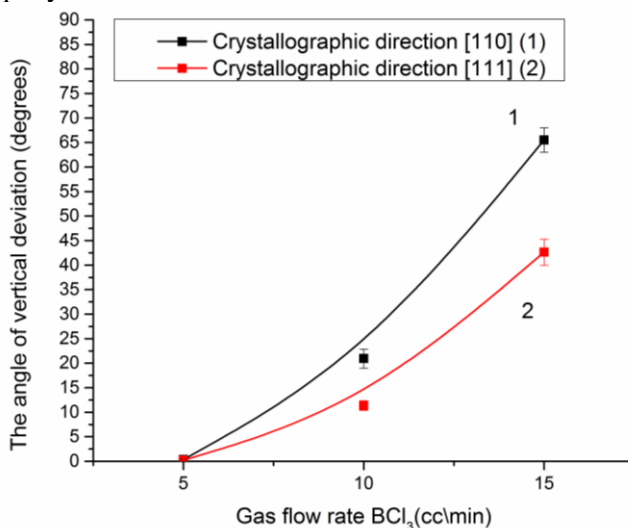


Рис. 1 Зависимости угла отклонения вытравленной стенки структуры от вертикали при различных потоках хлорсодержащего газа для различных кристаллографических осей

Fig. 1. Dependences of the angle of deviation of the etched wall of the structure from the vertical for various flows of chlorine-containing gas for different crystallographic axes

Из представленных зависимостей можно сделать вывод, что при более низком потоке хлорсодержащего газа наблюдается наибольшая вертикальность стенок для всех кристаллографических осей. Такие режимы травления могут быть использованы для получения структур с наноразмерными латеральными параметрами. При увеличении потока хлорсодержащего газа получается пологая стенка, что позволяет при наличии различных слоев в структуре подвести электрический контакт к различным слоям данной структуры.

4. Заключение

В работе были получены результаты экспериментальных исследований угла отклонения вытравленной стенки структуры от вертикали для различных кристаллографических осей, при различных потоках газов. Данные зависимости показали, что при наименьших потоках газов наблюдается вертикальная стенка вытравленной структуры во всех направлениях, при увеличении потока газа, растет и химическая составляющая, что приводит к пологой стенке вытравленной области.

Предлагаемая методика позволяет сформировать модифицированные поверхности для последующего эпитаксиального роста полупроводниковых наноструктур. Главной особенностью методики является использование для модификации поверхности комбинации методов образования заряда на поверхности с помощью фокусированного ионного пучка, использующегося как маскирующий слой для последующего плазмохимического травления.

Источники финансирования и выражение признательности

Исследование выполнено за счет гранта Президента РФ (проект № МК-2629.2017.8). Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования и Научно-образовательного центра «Нанотехнологии» Южного федерального университета.

Список литературы

[1] White A. M., Portecus P., Sherman W. F., Stadtmuller A. A. Photocapacitance. Measurements on Deep levels in GaAs under Hydrostatic Pressure // Solid State Phys. 1987. V.10, №17 P. 1473-1476.

[2] O.A. Ageev, S.V. Balakirev, A.I. Bykov et al. Development of new meta-materials for advanced element base of micro- and nanoelectronics, and microsystem devices. In: Advanced Materials – Manufacturing, Physics, Mechanics and Applications. Parinov, Chang, Topolov (Eds.). Springer International Publishing Switzerland. 2016. – 702 p. – p. 563-580.

- [3] Ageev, O.A., Klimin, V.S., Solodovnik, M.S., Eskov, A.V., Krasnoborodko, S.Y. The study of influence of the gas flow rate to etched layer thickness, and roughness of the anisotropy field of gallium arsenide is etched in the plasma chemical etching process // *Journal of Physics: Conference Series*. 2016. T. 741. № 1. C. 012178.
- [4] Sakurai-Hiromi, Yamanaka Zusao, Yoshida Kohichi, Ohshima Naoto, Suzuki Katsuo. Ultrasonic. Attenuation in p-type GaSb // *G. Appl Phys*. 1984. V. 56. № 6. P. 1613-1616.
- [5] Marina V. Ilina, Yuriy F. Blinov, Oleg I. Ilin, Viktor S. Klimin, Oleg A. Ageev Resistive switching of vertically aligned carbon nanotube by a compressive strain // *Proc. SPIE 10224, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016, 102240U* (December 30, 2016); doi:10.1117/12.2266762;
- [6] Aronov D. A., Mamatkulov V. V. The Capacitance and Characteristics Relaxation Times it Carrier Exclusion in Compensated Semiconductors with Deep Traps and Non-Injecting Contacts // *Phys. Stat. Sol.* 1984. A. 81. № 1/ P/ 85-89;
- [7] Viktor S. Klimin, Maxim S. Solodovnik, Vladimir A. Smirnov, Andrey V. Eskov, Roman V. Tominov, Oleg A. Ageev A study of the vertical walls and the surface roughness GaAs after the operation in the combined plasma etching \ \ *Proc. SPIE 10224, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016, 102241Z* (December 30, 2016); doi:10.1117/12.2267120;
- [8] Klimin V.S. Study of the interaction of materials in the structure NI/ITO/SI by thermodynamic analysis to identify opportunities for growth of carbon nanotubes on a given structure // *Physics and Mechanics of New Materials and their Applications (PHENMA 2016)* 2016. C. 150.
- [9] Klimin V.S., Velichko A.G., Ionova Y.V. Research field emission structures based on an array of carbon nanostructures oriented perpendicular to substrate // *Physics and Mechanics of New Materials and their Applications* 2016. C. 153-154.
- [10] V. S. Klimin, N.N. Petrov, A.V. Eskov, S.Y. Krasnoborodko Study the Mode of Deposition of the Nitride and Silicon Oxide Films in the Combined RF Plasma Discharge // 2016 International Conference on "Physics and Mechanics of New Materials and their Applications" (PHENMA 2016), Indonesia, Surabaya, 19-22 July 2016 P. 152-153
- [11] Joyce B.A., Vvedensky D.D., Bell G.R., Belk J.G., Itoh M., Jones T.S. Nucleation and growth mechanisms during MBE of III-V compounds // *Mat. Sci. Eng. B.* – 1999. – Vol. 67. – P. 7-16.
- [12] LaBella V. P., Bullock D. W., Ding Z., Emery C., Harter W. G., Thibado P. M. Monte Carlo derived diffusion parameters for Ga on the GaAs(001)-(2x4) surface: A molecular beam epitaxy–scanning tunneling microscopy study // *J. Vac. Sci. Tech. A.* – 2000. – Vol. 18, № 4. – P. 1526-1531.
- [13] Ohtake A., Ozeki M. In situ observation of surface processes in InAs/GaAs(001) heteroepitaxy: The role of As on the growth mode // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – Vol. 78. – P. 431.
- [14] Riel B.J., Hinzer K., Moisa S., Fraser J., Finnie P., Piercy P., Fafard S., Wasilewski Z.R. InAs/GaAs(100) self-assembled quantum dots: arsenic pressure and capping effects // *J. Cryst. Growth.* – 2002. – Vol. 236. – P. 145-154.
- [15] Morgan C.G., Kratzer P., Scheffler M. Arsenic Dimer Dynamics during MBE Growth: Theoretical Evidence for a Novel Chemisorption State of As₂ Molecules on GaAs Surfaces // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 82, 24. – P. 4886-4889.
- [16] V. S. Klimin, N.N. Petrov, A.V. Eskov, S.Y. Krasnoborodko Study of Influence of Modes Plasma Etching of GaAs Structures in Combined Plasma.// 2016 International Conference on "Physics and Mechanics of New Materials and their Applications" (PHENMA 2016), Indonesia, Surabaya, 19-22 July 2016 P. 152.

[17] Daweritz L., Ploog K. Contribution of reflection high-energy electron diffraction to nanometre tailoring of surfaces and interfaces by molecular beam epitaxy // *Semicond. Sci. Tech.* – 1994. – Vol. 9, № 2. – P. 123-136.

[18] V. S. Klimin, N. N. Petrov A Mathematical Model and Simulation Results of Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition of Silicon Nitride Films // 2016 International Conference on "Physics and Mechanics of New Materials and their Applications" (PHENMA 2016), Indonesia, Surabaya, 19-22 July 2016 P. 151.

References

[1] White A. M., Portecus P., Sherman W. F., Stadtmuller A. A. Photocapacitance. Measurements on Deep levels in GaAs under Hydrostatic Pressure // *Solid State Phys.* 1987. V.10, №17 P. 1473-1476.

[2] O.A. Ageev, S.V. Balakirev, A.I. Bykov et al. Development of new meta-materials for advanced element base of micro- and nanoelectronics, and microsystem devices. In: *Advanced Materials – Manufacturing, Physics, Mechanics and Applications*. Parinov, Chang, Topolov (Eds.). Springer International Publishing Switzerland. 2016. – 702 p. – p. 563-580.

[3] Ageev, O.A., Klimin, V.S., Solodovnik, M.S., Eskov, A.V., Krasnoborodko, S.Y. The study of influence of the gas flow rate to etched layer thickness, and roughness of the anisotropy field of gallium arsenide is etched in the plasma chemical etching process // *Journal of Physics: Conference Series*. 2016. T. 741. № 1. C. 012178.

[4] Sakurai-Hiromi, Yamanaka Zusao, Yoshida Kohichi, Ohshima Naoto, Suzuki Katsuo. Ultrasonic. Attenuation in p-type GaSb // *G. Appl Phys.* 1984. V. 56. № 6. P. 1613-1616.

[5] Marina V. Ilin, Yuriy F. Blinov, Oleg I. Ilin, Viktor S. Klimin, Oleg A. Ageev Resistive switching of vertically aligned carbon nanotube by a compressive strain // *Proc. SPIE 10224, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016, 102240U* (December 30, 2016); doi:10.1117/12.2266762;

[6] Aronov D. A., Mamatkulov V. V. The Capacitance and Characteristics Relaxation Times at Carrier Exclusion in Compensated Semiconductors with Deep Traps and Non-Injecting Contacts // *Phys. Stat. Sol.* 1984. A. 81. № 1/ P/ 85-89;

[7] Viktor S. Klimin, Maxim S. Solodovnik, Vladimir A. Smirnov, Andrey V. Eskov, Roman V. Tominov, Oleg A. Ageev A study of the vertical walls and the surface roughness GaAs after the operation in the combined plasma etching // *Proc. SPIE 10224, International Conference on Micro- and Nano-Electronics 2016, 102241Z* (December 30, 2016); doi:10.1117/12.2267120;

[8] Klimin V.S. Study of the interaction of materials in the structure NI/ITO/SI by thermodynamic analysis to identify opportunities for growth of carbon nanotubes on a given structure // *Physics and Mechanics of New Materials and their Applications (PHENMA 2016)* 2016. C. 150.

[9] Klimin V.S., Velichko A.G., Ionova Y.V. Research field emission structures based on an array of carbon nanostructures oriented perpendicular to substrate // *Physics and Mechanics of New Materials and their Applications* 2016. C. 153-154.

[10] V. S. Klimin, N.N. Petrov, A.V. Eskov, S.Y. Krasnoborodko Study the Mode of Deposition of the Nitride and Silicon Oxide Films in the Combined RF Plasma Discharge // 2016 International Conference on "Physics and Mechanics of New Materials and their Applications" (PHENMA 2016), Indonesia, Surabaya, 19-22 July 2016 P. 152-153

[11] Joyce B.A., Vvedensky D.D., Bell G.R., Belk J.G., Itoh M., Jones T.S. Nucleation and growth mechanisms during MBE of III-V compounds // *Mat. Sci. Eng. B.* – 1999. – Vol. 67. – P. 7-16.

- [12] LaBella V. P., Bullock D. W., Ding Z., Emery C., Harter W. G., Thibado P. M. Monte Carlo derived diffusion parameters for Ga on the GaAs(001)-(2 $\times$ 4) surface: A molecular beam epitaxy-scanning tunneling microscopy study // *J. Vac. Sci. Tech. A.* – 2000. – Vol. 18, № 4. – P. 1526-1531.
- [13] Ohtake A., Ozeki M. In situ observation of surface processes in InAs/GaAs(001) heteroepitaxy: The role of As on the growth mode // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – Vol. 78. – P. 431.
- [14] Riel B.J., Hinzer K., Moisa S., Fraser J., Finnie P., Piercy P., Fafard S., Wasilewski Z.R. InAs/GaAs(100) self-assembled quantum dots: arsenic pressure and capping effects // *J. Cryst. Growth.* – 2002. – Vol. 236. – P. 145-154.
- [15] Morgan C.G., Kratzer P., Scheffler M. Arsenic Dimer Dynamics during MBE Growth: Theoretical Evidence for a Novel Chemisorption State of As₂ Molecules on GaAs Surfaces // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 82, 24. – P. 4886-4889.
- [16] V. S. Klimin, N.N. Petrov, A.V. Eskov, S.Y. Krasnoborodko Study of Influence of Modes Plasma Etching of GaAs Structures in Combined Plasma.// 2016 International Conference on "Physics and Mechanics of New Materials and their Applications" (PHENMA 2016), Indonesia, Surabaya, 19-22 July 2016 P. 152.
- [17] Daweritz L., Ploog K. Contribution of reflection high-energy electron diffraction to nanometre tailoring of surfaces and interfaces by molecular beam epitaxy // *Semicond. Sci. Tech.* – 1994. – Vol. 9, № 2. – P. 123-136.
- [18] V. S. Klimin, N. N. Petrov A Mathematical Model and Simulation Results of Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition of Silicon Nitride Films // 2016 International Conference on "Physics and Mechanics of New Materials and their Applications" (PHENMA 2016), Indonesia, Surabaya, 19-22 July 2016 P. 151.

Acknowledgements

This research has been supported by the Results obtained using the Center for collective use of equipment and the Research and Education Center, "Nanotechnologies" South Federal University. The reported study was funded by Grant Council of the President of the Russian Federation, project No. MK-2629.2017.8.

Combined models of graphene field-effect transistors with the single and dual gates

Igor I. Abramov, Natali V. Kolomejtseva, Vladimir A. Labunov,
Irina A. Romanova

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics
6, P.Brovki str., Minsk, 220013, Belarus
nanodev@bsuir.edu.by

Abstract: *In the paper a modification of the developed combined model of graphene field-effect transistors is proposed. The model allows to calculate IV-characteristics of single and dual gate structures based on monolayer graphene. The electrostatic potential of the channel and quantum capacity unlike the model proposed earlier are calculated self-consistently by means of an iterative method. With use of the model a simulation of output and transfer characteristics of graphene field-effect transistors is carried out. The influence of different parameters on characteristics of the structures is investigated. A good agreement of simulation results with the experimental data was obtained.*

Keywords: field-effect transistor, monolayer graphene, IV-characteristic, combined model, simulation.

Комбинированные модели полевых графеновых транзисторов с одним и двумя затворами

Абрамов И.И., Коломейцева Н.В., Лабунов В.А., Романова И.А.
Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Минск, П.Бровки, 6, 220013, Республика Беларусь
nanodev@bsuir.edu.by

Аннотация: *В докладе предложена модификация разработанной ранее комбинированной квантовой диффузионно-дрейфовой модели полевых графеновых транзисторов, позволяющая рассчитывать вольт-амперные характеристики одно- и двухзатворных приборных структур на основе однослойного графена. В модели электростатический потенциал канала и квантовая емкость в отличие от предложенной ранее модели рассчитываются самосогласованно с помощью итерационного метода. С использованием предложенной модели проведены расчеты выходных и передаточных характеристик графеновых полевых транзисторов. Исследовано влияние различных параметров на характеристики приборных структур.*

тур. Получено хорошее согласование результатов моделирования с экспериментальными данными.

Ключевые слова: полевой транзистор, однослойный графен, вольт-амперная характеристика, комбинированная модель, моделирование.

1. Введение

По сравнению с полупроводниковыми материалами графен обладает рядом уникальных свойств, позволяющим создавать перспективные нанoeлектронные приборы, в частности полевые графеновые транзисторы (ПГТ) [1]. В последнее время проводятся интенсивные исследования по созданию моделей таких приборных структур, без которых их разработка и оптимизация будут просто невозможны. Для прогнозирования электрических характеристик таких приборов необходимы модели разной степени сложности и адекватности. Для инженерных расчетов достаточно использовать простые модели, а в научных целях, как правило, требуются более точные модели с большим количеством параметров, позволяющие, в частности, учитывать следующие факторы: 1) подвижности электронов и дырок; 2) квантовую емкость; 3) сопротивления стока и истока.

Целью работы является моделирование выходных и передаточных характеристик ПГТ с одним и двумя затворами на основе однослойного графена с использованием предложенной самосогласованной модели.

2. Модели

Рассмотрим предложенную модель ПГТ.

На первом этапе в модели рассчитываются квантовая емкость по упрощенной формуле и емкости затворов. Далее, в отличие от предложенной ранее модели [2,3], с помощью итерационного метода самосогласованно рассчитываются электростатический потенциал канала V (с учетом коэффициента емкости α) и квантовая емкость C_q [4]:

$$V = \frac{C_{gt}(V_{tg} - V_{tg0} - V(x)) + C_{gb}(V_{beff} - V(x))}{C_{gt} + C_{gb} + \alpha C_q}, \quad (1)$$

$$C_q = \frac{2q^3}{\pi(\hbar V_F)^2} |V|, \quad (2)$$

где C_{gt} , C_{gb} – емкости верхнего, нижнего затворов, V_{tg} – напряжение на верхнем затворе, V_{beff} – эффективное напряжение на нижнем затворе,

V_{tg0} – напряжение Дирака для верхнего затвора, $V(x)$ – электростатический потенциал канала при нулевом смещении для $V(x=0)=0$ и $V(x=L)=V_{ch}$, V_{ch} – полное падение напряжения в канале, коэффициент емкости $\alpha=0,5$ при $q|V| \gg kT$, k – постоянная Больцмана, T – температура окружающей среды, q – заряд электрона, $\hbar$ – постоянная Планка, деленная на 2π , скорость Ферми $V_F = 10^6$ м/с. Для α использована формула (14) из работы [5], в которой учитывается его изменение в зависимости от электростатического потенциала в канале V . Перерасчет величин осуществляется самосогласованно до тех пор, пока поправка электростатического потенциала в канале не достигнет заданного значения. В случае однозатворного ПГТ соотношение (1) упрощается.

Далее эффективная подвижность μ , общая плотность заряда листа графена Q вычисляются так же, как и в предложенной модели [2,3]. Скорость насыщения рассчитывается с учетом рассеяния на оптических фононах по модели [6]:

$$V_{sat} = \begin{cases} \frac{2V_F}{\pi}, & \text{если } |Q_{net}| \leq q|\rho_{crit}| \\ \frac{2q\Omega}{\pi^2 \hbar V_F |Q_{net}|} \cdot \sqrt{\frac{\pi(\hbar V_F)^2 |Q_{net}|}{q} - \left(\frac{\hbar\Omega}{2}\right)^2}, & \text{если } |Q_{net}| > q|\rho_{crit}|, \end{cases} \quad (3)$$

$$\rho_{crit} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\Omega}{V_F} \right), \quad (4)$$

где ρ_{crit} – критическая плотность носителей заряда, Q_{net} – плотность заряда носителей в канале ($Q_{net} = |\alpha C_q V|$); $\hbar\Omega$ – эффективная энергия оптических фононов.

Ток стока вычисляется согласно выражению квантовой диффузионно-дрейфовой модели [2,3]. Завершающий этап расчетов предполагает перерасчет напряжения на стоке V_d с учетом падений напряжений на сопротивлениях стока R_d и истока R_s .

Модифицированная модель является более адекватной по сравнению с ранее предложенной и позволяет получить хорошее согласование с экспериментальными данными, так как электростатический потенциал в канале и квантовая емкость рассчитываются самосогласованно. Параметрами модели при согласовании расчетов с экспериментом являются со-

противления R_d и R_s , а также h в эффективной подвижности носителей заряда [5]. В данной работе варьировался только параметр h .

Разработанная программа, реализующая описанную модель, включена в систему моделирования наноэлектронных устройств NANODEV [7-9], разрабатываемую в БГУИР с 1995 года и предназначенную для ПЭВМ.

3. Результаты моделирования

С применением разработанной самосогласованной комбинированной модели проводился расчет выходных и передаточных характеристик одно- и двухзатворных ПГТ на однослойном графене. Расчеты осуществлялись при температуре $T = 300$ К. На графиках приводятся результаты для плотности тока стока для удобства сравнения с экспериментальными данными.

На рис.1 приведены выходные характеристики ПГТ 1 при различных напряжениях на затворе. ПГТ 1 имеет один затвор. Тонкий слой HfO_2 толщиной 40 нм является диэлектриком затвора. Длина канала $L = 10$ мкм, а другие параметры ПГТ 1 приведены в [10]. Характеристики рассчитаны с учетом не только электронной, но и дырочной проводимости. Получено хорошее согласование результатов моделирования при $V_{tg} = -1,25$ В (кривая 1) с параметром $h = 0,25$ м²/В·с с экспериментальными данными (кривая 3) [10], а также результатов моделирования при $V_{tg} = -0,25$ В (кривая 2) с параметром $h = 0,39$ м²/В·с с экспериментальными данными (кривая 4) [10].

На рис.2 показаны выходные характеристики двухзатворного ПГТ 2 с длиной канала $L = 5$ мкм работы [11] при различных значениях толщины диэлектрика. ПГТ 2 на подложке SiO_2/Si . Роль диэлектрика верхнего затвора выполняет Al_2O_3 . Было установлено, что увеличение толщины верхнего диэлектрика приводит к значительному снижению тока стока. При этом получено хорошее согласование результатов моделирования (кривая 1) с параметром $h = 0,06$ м²/В·с и эффективной энергией оптических фононов $\hbar\Omega = 55$ мэВ для случая напряжения на верхнем затворе равном -1 В при комнатной температуре с экспериментальными данными (кривая 4) из [11].

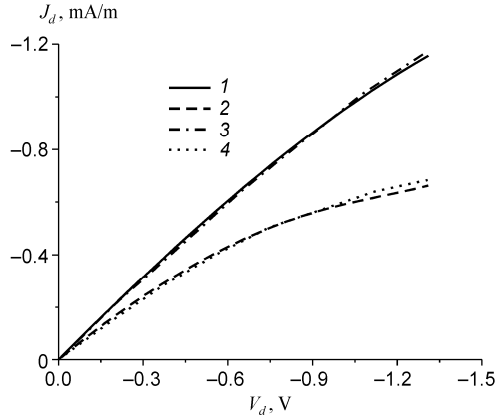


Рис. 1. Выходные характеристики однозатворного ПГТ с длиной канала 10 мкм при различных напряжениях на затворе: 1 – $V_{tg} = -1,25$ В; 2 – $V_{tg} = -0,25$ В;

3 – экспериментальные данные [10] при $V_{tg} = -1,25$ В; 4 – экспериментальные данные [10] при $V_{tg} = -0,25$ В.

Fig. 1. Output characteristics of 10- μm single-gate graphene field-effect transistor for various gate-to-source voltages: 1 – $V_{tg} = -1.25$ V; 2 – $V_{tg} = -0.25$ V;

3 – the experimental data [10] for $V_{tg} = -1.25$ V; 4 – the experimental data [10] for $V_{tg} = -0.25$ V.

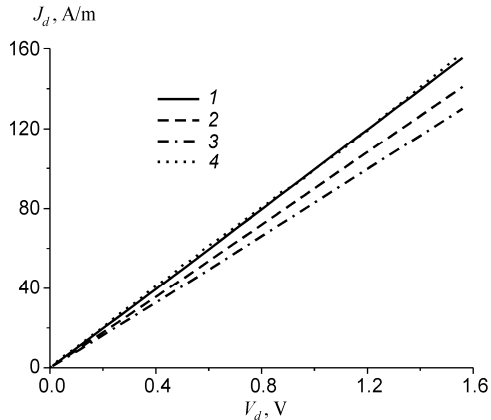


Рис. 2. Выходные характеристики двухзатворного ПГТ с длиной канала 5 мкм при различных толщинах диэлектрика верхнего затвора: 1 – $d = 15,0$ нм; 2 – $d = 20,0$ нм; 3 – $d = 25,0$ нм; 4 – экспериментальные данные [11] при $d = 15,0$ нм.

Fig. 2. Output characteristics of 5- μm dual-gate graphene field-effect transistor for various dielectric widths of top gate: 1 – $d = 15.0$ nm; 2 – $d = 20.0$ nm; 3 – $d = 25.0$ nm;

4 – the experimental data [11] for $d = 15.0$ nm.

В тоже время расчеты показали, что изменение толщины нижнего диэлектрика от 250 до 350 нм не приводит к ощутимым изменениям плотности тока стока.

На рис.3 приведены передаточные характеристики ПГТ 2 при различных напряжениях на стоке. Расчеты проведены с $\mu = 0,06 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Видно, что увеличение напряжения на стоке приводит к увеличению плотности тока стока. Полученные результаты качественно и количественно согласуются с экспериментальными данными [11].

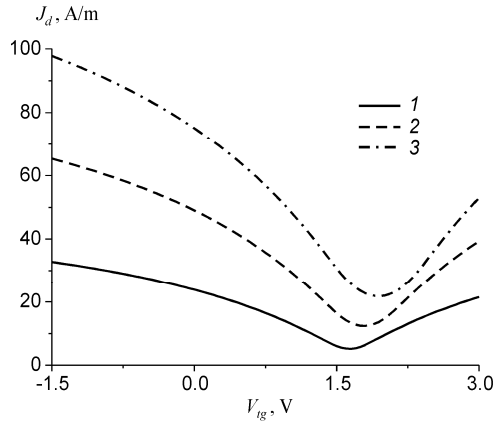


Рис. 3. Передаточные характеристики двухзатворного ПГТ с длиной канала 5 мкм при различных V_d : 1 – $V_d = 0,3 \text{ В}$; 2 – $V_d = 0,6 \text{ В}$; 3 – $V_d = 0,9 \text{ В}$.

Fig. 3. Transfer characteristics of 5- μm dual-gate graphene field-effect transistor for various V_d : 1 – $V_d = 0.3 \text{ V}$; 2 – $V_d = 0.6 \text{ V}$; 3 – $V_d = 0.9 \text{ V}$.

4. Заключение

В работе предложена комбинированная модель одно- и двухзатворных полевых графеновых транзисторов. В модели допустим совместный учет ряда важных факторов, а именно: 1) подвижностей электронов и дырок; 2) квантовой емкости; 3) сопротивлений стока и истока и возможного их различия. В предложенной модели электростатический потенциал находится на основе самосогласованного расчета и приводит к более точным количественным результатам, нежели предложенная ранее упрощенная комбинированная модель. Так, с применением модифицированной модели получено хорошее согласование результатов моделирования с экспериментальными данными как для однозатворных, так и двухзатворных ПГТ. С использованием предложенной модели исследовано влияние различных

факторов на вольт-амперные характеристики приборов. Программа, реализующая модель, включена в систему моделирования наноэлектронных устройств NANODEV [7-9].

Источники финансирования и выражение признательности

Работа подготовлена по результатам исследования, проведенного в рамках Государственной программы научных исследований Республики Беларусь "Конвергенция".

Список литературы

- [1] Ferrari A.C., Bonaccorso F., Fal'ko V., Novoselov K.S. et al. Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems // *Nanoscale*. 2015. V. 7. P. 4598-4810.
- [2] Абрамов И. И., Коломейцева Н. В., Лабунов В. А., Романова И. А. Моделирование электрических характеристик полевых графеновых транзисторов с использованием упрощенной комбинированной модели // *Материалы 26-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии»*. 2016. Севастополь, Россия. Т. 7. С. 1534-1540.
- [3] Abramov I. I., Labunov V. A., Kolomejtseva N. V., Romanova I. A. Simulation of field-effect transistors and resonant tunneling diodes based on graphene // *Proc. of SPIE*. 2016. V. 10224. P. 102240V-1-10.
- [4] Thiele S. A., Schaefer J. A., Schwierz F. Modeling of graphene metal-oxide-semiconductor field-effect transistors with gapless large-area graphene channels // *J. Appl. Phys.* 2010. V. 107. P. 094505-1-8.
- [5] Tian J., Katsounaros A., Smith D., Hao Y. Graphene field-effect transistor model with improved carrier mobility analysis // *IEEE Trans. Electron. Dev.* 2015. V. 62. No. 10. P. 3433–3440.
- [6] Thiele S. A., Schaefer J. A. Modeling of the steady state characteristics of large-area graphene field-effect transistors // *J. Appl. Phys.* 2010. V. 110. No. 3. P. 034506-1-7.
- [7] Абрамов И. И., Гончаренко И. А., Игнатенко С. А., Королев А. В., Новик Е. Г., Рогачев А. И. Система моделирования наноэлектронных приборов – NANODEV // *Микроэлектроника*. 2003. Т. 32. № 2. С. 124-133.
- [8] Abramov I. I., Baranoff A. L., Goncharenko I. A., Kolomejtseva N. V., Bely Y. L., Shcherbakova I. Y. A nanoelectronic device simulation software system NANODEV: New opportunities // *Proc. of SPIE*. 2010. V. 7521. P. 75211E1-1-11.
- [9] Абрамов И. И. Физика и моделирование приборных структур и устройств микро- и наноэлектроники // *Доклады БГУИР*. 2014. № 2. С. 32-42.
- [10] Kedzierski J., Hsu P.-L., Reina A., Kong J. et al. Graphene-on-insulator transistors made using c on ni chemical-vapor deposition // *IEEE Electron. Dev. Lett.* 2009. V. 30. P. 745-747.
- [11] Wang H., Hsu A., Antoniadis D. A., Palacios T. Compact virtual-source current-voltage model for top- and back-gated graphene field-effect transistors // *IEEE Trans. Electron. Dev.* 2011. V. 58. No. 5. P. 1523-1533.

References

- [1] Ferrari A.C., Bonaccorso F., Fal'ko V., Novoselov K.S. et al. Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems. *Nanoscale*, 2015, vol. 7, pp. 4598 - 4810.
- [2] Abramov I. I., Kolomejtseva N. V., Labunov V. A., Romanova I. A. [Simulation of electrical characteristics of graphene field-effect transistors with the using of simple combined model]. *26th International Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology" (CriMiCo'2016)*, Sevastopol: Weber Publishing, 2016, vol. 7, pp. 1534 - 1540. (In Russian).
- [3] Abramov I. I., Labunov V. A., Kolomejtseva N. V., Romanova I. A. Simulation of field-effect transistors and resonant tunneling diodes based on graphene. *Proc. of SPIE*, 2016, vol. 10224, pp. 102240V-1 - 10.
- [4] Thiele S. A., Schaefer J. A., Schwierz F. Modeling of graphene metal-oxide-semiconductor field-effect transistors with gapless large-area graphene channels. *J. Appl. Phys.*, 2010, vol. 107, pp. 094505-1 - 8.
- [5] Tian J., Katsounaros A., Smith D., Hao Y. Graphene field-effect transistor model with improved carrier mobility analysis. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, 2015, vol. 62, no. 10, pp. 3433 - 3440.
- [6] Thiele S. A., Schaefer J. A. Modeling of the steady state characteristics of large-area graphene field-effect transistors. *J. Appl. Phys.*, 2010, vol. 110, no. 3, pp. 034506-1 - 7.
- [7] Abramov I.I., Goncharenko I.A., Ignatenko S.A., Korolev A.V., Novik E.G., Rogachev A. I. NANODEV: a nanoelectronic-device simulation software system. *Russian Microelectronics*, 2003, vol. 32, no. 2, pp. 97 - 104.
- [8] Abramov I.I., Baranoff A.L., Goncharenko I.A., Kolomejtseva N.V., Bely Y.L., Shcherbakova I.Y. A nanoelectronic device simulation software system NANODEV: New opportunities. *Proc. of SPIE*, 2010, vol. 7521, pp. 75211E-1 - 11.
- [9] Abramov I. I. [Physics and simulation of various micro- and nanoelectronic devices]. *Doklady BSUIR*, 2014, no. 2, pp. 32 - 42. (in Russian).
- [10] Kedzierski J., Hsu P.-L., Reina A., Kong J. et al. Graphene-on-insulator transistors made using c on ni chemical-vapor deposition. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, 2009, vol. 30, pp 745 - 747.
- [11] Wang H., Hsu A., Antoniadis D.A., Palacios T. Compact virtual-source current-voltage model for top- and back-gated graphene field-effect transistors. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, 2011, vol. 58, no. 5, pp. 1523 - 1533.

Acknowledgements

The paper is based on the research results, which were performed in the framework of the State Programme of Scientific Research of the Republic of Belarus "Convergence".

Nonlinear resonant dielectric nanoantennas

Smirnov A.I.

*Federal State Budgetary Scientific Institution "Federal Research Center The Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences" (IAP RAS)
Nizhny Novgorod, Russian Federation
smirnov.appl@gmail.com*

Abstract: *We study the opportunities for design of the efficient nonlinear nanoantennas directionally scattering the harmonics of the incident laser radiation, based on dielectric nanoparticles with a large refractive index. The perspectiveness of these nonlinear light sources is associated, in particular, with the resonant excitation of several close in frequency electromagnetic modes. Specific attention is drawn to silicon nanoparticles, for which we perform numerical and analytical studies of the features of second-harmonic generation near the low-order Mie resonances.*

Keywords: *nanophotonics, high-index nanoparticles, Mie resonances, second-harmonic generation, nonlinear scattering.*

Нелинейные резонансные диэлектрические наноантенны

Смирнов А.И.

*Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
Российской академии наук»
Нижний Новгород, Россия
smirnov.appl@gmail.com*

Аннотация: *Исследуется возможность создания на основе диэлектрических наночастиц с большим показателем преломления эффективных нелинейных наноантенн, направленным образом рассеивающих гармоники падающего лазерного излучения. Перспективность данных нелинейных излучателей связана, в частности, с резонансным возбуждением нескольких близких по частоте электромагнитных мод. Особое внимание уделяется кремниевым наночастицам, для кото-*

рых численно и аналитически исследуются особенности генерации второй гармоники вблизи низших по частоте Ми резонансов.

Ключевые слова: нанофотоника, Ми резонансы, синхронизация, генерация второй гармоники, нелинейное рассеяние.

1. Введение

Одной из основных тенденций развития современной нанофотоники является изучение возможности использования нелинейного отклика материалов для разработки новых методов диагностики наноразмерных объектов и при решении задач контролируемого преобразования световых потоков на наномасштабах. В инфракрасном и оптическом диапазонах частот существуют диэлектрические материалы, имеющие большие значения показателя преломления при малых диссипативных потерях. Изготовленные из них наночастицы являются по существу высокодобротными открытыми резонаторами, в которых радиационные потери существенно превышают омические. С этим принципиальным отличием от плазмонных систем связан наблюдающийся в последнее время оживленный интерес к полностью диэлектрической нанофотонике [1,2]. Предполагается, что диэлектрические резонансные наноструктуры могут заменить плазмонные аналоги, использование которых в нанофотонике существенно ограничивается омическими потерями. В настоящем докладе рассматриваются особенности генерации второй гармоники диэлектрическими наночастицами (главным образом кремниевыми) при возбуждении в них низших Ми резонансов на фундаментальной частоте. Проведенное исследование представляет интерес для создания эффективных нелинейных диэлектрических наноантенн с управляемой диаграммой направленности.

2. Результаты и обсуждения

Рассмотрим сферическую диэлектрическую частицу радиусом a с диэлектрической проницаемостью ε . Пусть на эту частицу падает плоская электромагнитная волна $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = E_0 \exp(ik_0 z) \mathbf{x}_0$, распространяющаяся в направлении оси z .

В частотном диапазоне между магнитодипольным и электродипольным резонансами электрическое поле на фундаментальной частоте ω внутри наночастицы с достаточно хорошей степенью точности [3,4] опи-

сывается суперпозицией только магнитодипольной и электродипольной мод:

$$\mathbf{E}_\omega = E_0 \left[\frac{1}{k(\omega)} A_{1,1}^E \nabla \times J_1(k(\omega)r) (\mathbf{X}_{1,1}(\theta, \varphi) - \mathbf{X}_{1,-1}(\theta, \varphi)) + A_{1,1}^M J_1(k(\omega)r) (\mathbf{X}_{1,1}(\theta, \varphi) + \mathbf{X}_{1,-1}(\theta, \varphi)) \right], \quad (1)$$

где $k(\omega) = \omega \sqrt{\varepsilon(\omega)} / c$ - волновое число в среде с диэлектрической проницаемостью ε , $J_1(k(\omega)r)$ - сферическая функция Бесселя первого порядка $l=1$, $\mathbf{X}_{1,\pm 1}(\theta, \varphi)$ - векторные сферические гармоники (в сферической системе координат, связанной с осью z), а коэффициенты $A_{1,1}^E$ и $A_{1,1}^M$ известны из теории Ми.

Нелокальные объемные $\mathbf{P}_{2\omega}^b$ и локальные поверхностные $\mathbf{P}_{2\omega}^s$ поляризационные источники на второй гармонике для частиц, изготовленных из centrosymmetric однородных материалов (например, аморфного кремния), представимы в виде [5]:

$$\mathbf{P}_{2\omega}^b = \gamma_1 \nabla (\mathbf{E}_\omega \cdot \mathbf{E}_\omega) + \gamma_2 (\mathbf{E}_\omega \cdot \nabla) \mathbf{E}_\omega, \quad (2)$$

$$\mathbf{P}_{2\omega}^s = ((\chi_1 E_{\omega r}^2 + \chi_2 E_{\omega \tau}^2) \mathbf{r}_0 + 2\chi_3 E_{\omega r} E_{\omega \tau} \boldsymbol{\tau}_0) \delta(r - a + 0), \quad (3)$$

где $E_{\omega r}$ и $E_{\omega \tau}$ - проекции электрического поля на радиальное направление и на поверхность сферы, а коэффициенты $\gamma_1, \gamma_2, \chi_1, \chi_2$ и χ_3 определяются физическими свойствами диэлектрика, $\mathbf{r}_0$ - единичный вектор в радиальном направлении, $\delta(\xi)$ - дельта-функция.

Как показывают проведенные нами расчеты, в рамках приближения (1) мультипольное разложение поля излучаемой источниками (2), (3) второй гармонике содержит электроквадрупольные составляющие, амплитуда которых пропорциональна $(E_0 A_{1,1}^E)^2$ и $(E_0 A_{1,1}^M)^2$, а также электродипольную и магнитоквадрупольную моды с амплитудами, пропорциональными $E_0^2 A_{1,1}^E A_{1,1}^M$. На больших расстояниях от частицы, когда $2\omega r / c \gg 1$, излучаемое на второй гармонике электрическое поле имеет следующий вид:

$$E_{2\omega}(2\omega r/c \gg 1) = E_0^2 \left((A_{1,1}^M)^2 q_{E1} \sin 2\theta_1 \mathbf{\theta}_1 + (A_{1,1}^E)^2 q_{E2} \sin 2\theta_2 \mathbf{\theta}_2 + A_{1,1}^E A_{1,1}^M (d_E \sin \theta \mathbf{\theta} + q_M \cos \theta_1 \cos \varphi_1 \mathbf{\theta}_1 - q_M \cos 2\theta_1 \sin \varphi_1 \mathbf{\Phi}_1) \right), \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{\theta}_1, \mathbf{\theta}_2, \mathbf{\theta}$ - единичные вектора, направленные вдоль увеличения полярных переменных в сферических системах координат, связанных соответственно с осями z, y и x , а $\mathbf{\Phi}_1$ - соответствующий азимутальный единичный вектор. Как нетрудно видеть, в формуле (4) первый и второй члены описывают поля, излучаемые аксиальносимметричными относительно осей y и z электрическими квадрупольями, третье слагаемое - это поле излучения электрического диполя, ориентированного вдоль направления распространения падающей волны z , а четвертый член обусловлен наличием у источника магнитоквадрупольной компоненты.

Коэффициенты возбуждении этих мультипольных мод $(q_{E1}, q_{E2}, d_E, q_M)$ являются линейными функциями феноменологических параметров $\gamma_1, \gamma_2, \chi_1, \chi_2$ и χ_3 . Причем магнитоквадрупольная составляющая в (4) зависит только от одного параметра χ_3 и при $\chi_3 = 0$ обращается в ноль. В силу громоздкости не будем приводить здесь явные выражения для коэффициентов q_{E1}, q_{E2}, d_E, q_M .

Особо отметим вытекающий из развитой теории важный вывод о том, что исследование формы диаграммы направленности излучения SH в разных сечениях позволяет однозначным образом определить все феноменологические параметры $(\gamma_1, \gamma_2, \chi_1, \chi_2$ и $\chi_3)$ квадратичной нелинейности centrosymmetric однородных материалов. Этот момент можно использовать для развития новых методов нелинейной диагностики материалов.

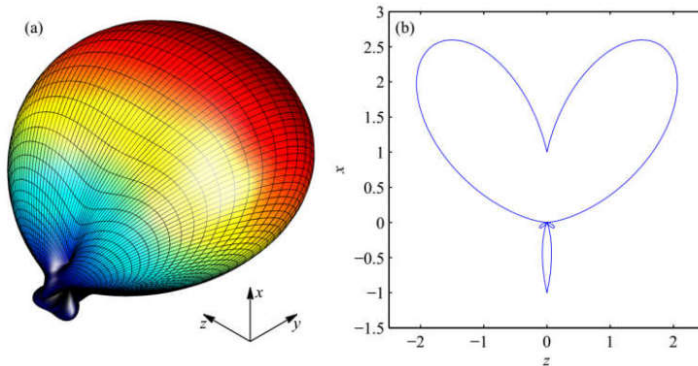


Рис. 1. (a) Диаграмма направленности излучения второй гармоники и (b) ее сечение плоскостью x, z :

$$(A_{1,1}^M)^2 q_{E1} \approx (A_{1,1}^M)^2 q_{E2} \approx A_{1,1}^E A_{1,1}^M d_E, |d_E| \gg |q_M|.$$

Рис 1. наглядно демонстрирует возможность реализации нелинейной наноантенны, направленным образом излучающей вторую гармонику фундаментальной частоты. Высокая направленность достигается за счет возбуждения на удвоенной частоте взаимно перпендикулярных электрических квадрупольей и диполя, ориентированных вдоль осей x, y, z .

3. Заключение

Мы развили теорию генерации второй гармоники при рассеянии лазерного излучения наночастицами, изготовленными из centrosymmetric однородных материалов с большим показателем преломления (в частности, аморфного кремния), для случая, когда фундаментальная частота изменяется в интервале между магнито и электродипольными резонансами Ми. Нами было показано, что разложение второй гармоники по мультиполям содержит только дипольные и квадрупольные моды. Интерференция этих мод может обеспечить хорошую направленность излучения на второй гармонике. Анализ диаграммы направленности нелинейного рассеяния позволяет определить, как соотносятся между собой феноменологические параметры, характеризующие квадратичную нелинейность.

Источники финансирования и выражение признательности

Доклад подготовлен по итогам исследования, проведенного в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 16-02-00547 .

Список литературы

- [1] A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, Y. H. Fu, J. Zhang, and B. Luk'yanchuk, *Sci. Rep.* **2**, 492 (2012).
- [2] Daria Smirnova and Yuri S. Kivshar , *Optica*, **3**, 1241 (2016).
- [3] D. A. Smirnova, A. B. Khanikaev, L. A. Smirnov, and Y. S. Kivshar, *ACS Photonics* **3** (8), 1468 (2016).
- [4] L Carletti, D Rocco, A Locatelli, C De Angelis, V F Gili, M Ravaro, I Favero, G Leo, M Finazzi, L Ghirardini, *Nanotechnology* **28**, 114005(2017).
- [5] J. I. Dadap, J. Shan, and T. F. Heinz, *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1328 (2004).

References

- [1] A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, Y. H. Fu, J. Zhang, and B. Luk'yanchuk, *Sci. Rep.* **2**, 492 (2012).
- [2] Daria Smirnova and Yuri S. Kivshar , *Optica*, **3**, 1241 (2016).
- [3] D. A. Smirnova, A. B. Khanikaev, L. A. Smirnov, and Y. S. Kivshar, *ACS Photonics* **3** (8), 1468 (2016).
- [4] L Carletti, D Rocco, A Locatelli, C De Angelis, V F Gili, M Ravaro, I Favero, G Leo, M Finazzi, L Ghirardini, *Nanotechnology* **28**, 114005(2017).
- [5] J. I. Dadap, J. Shan, and T. F. Heinz, *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1328 (2004).

Acknowledgements

The paper is based on the research results, which was conducted in the framework of project of the Russian Foundation for Basic Research 16-02-00547.

Quantum levels dynamics in the inverted heterostructures with donor-acceptor doping

Pashkovskii A. B., Novikov S. I., Lapin V. G., Lukashin V. M.
Fryazino, 141190, Russian Federation
solidstate10@mail.ru

Abstract: Inverted heterostructure modification by embedding in the structure of the acceptor-doped layer, forming an additional potential barrier that reduces the real space transfer of hot electrons into the substrate have been theoretically analyzed. According to the calculations, this structure has the energy difference between the levels of dimensional quantization in several times higher than the energy of optical phonon in GaAs and increased linearity of the transfer characteristics..

Keywords: Inverted heterostructure, real space transfer of hot electrons, quantum levels.

Динамика квантовых уровней в обращенных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием

Пашковский А.Б., Новиков С.И., Лапин В.Г., Лукашин В.М.
АО «НПП «Исток» им. Шокина»
г. Фрязино, 141190, Российская Федерация
solidstate10@mail.ru

Аннотация: Теоретически проанализирована обращённая гетероструктура, модифицированная путём встраивания в структуру легированного акцепторами слоя, формирующего дополнительный потенциальный барьер, уменьшающий поперечный пространственный перенос горячих электронов в подложку. Согласно проведенным расчетам такая структура имеет разность энергий между уровнями размерного квантования в несколько раз превышающую энергию оптического фонона в GaAs и повышенную линейность передаточной характеристики.

Ключевые слова: Обращённая гетероструктура, поперечный пространственный перенос горячих электронов, квантовые уровни.

1. Введение

Полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов (НЕМТ), на различных видах гетероструктур, продолжают демонстрировать рекордные характеристики [1-3]. Их часто называют транзисторами с двумерным (2D) электронным газом, хотя до последнего времени в рабочих режимах их отличие от приборов с объёмным легированием канала определялось практически только тем, что в них канал формировался в сравнительно узкозонном нелегированном полупроводнике с высокой подвижностью электронов (соответственно с большим всплеском дрейфовой скорости под затвором) при незначительном влиянии размерного квантования. Лишь с появлением гетероструктур с донорно – акцепторным легированием (DA-pHEMT) [4,5] появилась дополнительная возможность - возможность использования усиленного размерного квантования для управления характеристиками переноса горячих электронов в канале [6]. Отдельный тип структур, в которых при работе полевых транзисторов могут проявляться квантовые эффекты, представляют собой обращённые гетероструктуры [7,8] главная особенность которых, в отличие от традиционных структур [9,10], – сужение, а не расширение квантовой ямы при увеличении напряжения на затворе [11,12], а, соответственно, увеличение, а не уменьшение расстояния между подзонами размерного квантования. Однако для использования в высокочастотных полевых транзисторах такая конструкция имеет существенный недостаток. В ней электроны, разогреваясь, из узкого канала попадают в широкий и ничем по существу не ограниченный слой широкозонного материала с высокой интенсивностью рассеяния, что должно приводить к заметному падению подвижности в сильных полях. Однако, этот эффект может быть заметно ослаблен формированием дополнительного потенциального барьера методом донорно – акцепторного легирования (рис.1). Такая конструкция может иметь ряд существенных преимуществ перед обычной структурой, особенно при работе транзисторов в коротковолновой части мм и ТГц диапазона длин волн. Во-первых, она позволяет существенно приблизить квантовую яму к затвору, то есть, как уменьшить затворные краевые эффекты, а значит увеличить быстродействие, так и заметно увеличить крутизну транзистора, что, соответственно, сильно уменьшит влияние паразитных элементов. Во-вторых, при квазиупругом обратном рассеянии горячих электронов на большие углы, даже в DA-DpHEMT гетероструктурах [5], при размерном квантовании особенности спектра поперечной компоненты импульса приводят к существенному уменьшению вероятности переходов горячих

электронов в состоянии с импульсом, имеющим большую поперечную компоненту. Кроме этого, разность энергий между уровнями размерного квантования заметно превышает энергию оптического фотона [5], что в числе прочих факторов приводит к заметному уменьшению вероятности обратного рассеяния горячих электронов. Следствием этого является увеличение всплеска дрейфовой скорости электронов под затвором, а соответственно увеличение быстродействия и коэффициента усиления таких приборов [6]. Предлагаемая обращённая структура имеет более узкую квантовую яму по сравнению с DA-DpHEMT гетероструктурами [5], более сильно выраженный эффект размерного квантования и, поэтому, ещё более перспективна в этом плане. Для более подробного анализа структуры уровней обращённых гетероструктур было проведено их моделирование на основе численного самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона.

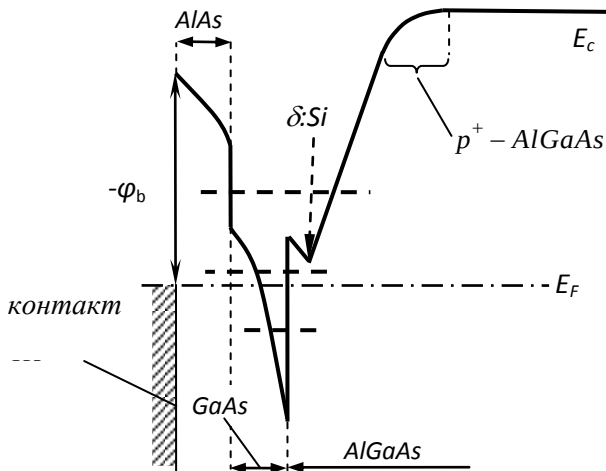


Рис. 1 Схематические зонные - обращённой структуры с легированным акцепторами слоем p^+ - AlGaAs и слоем широкозонного материала (AlAs) у затвора. Здесь q – заряд электрона ϕ_b – потенциал барьера Шоттки.

Fig. 1. Schematic band diagram of inverted structure with doped acceptors a layer of AlGaAs and a layer of wide bandgap material (AlAs) near the gate. Here q is the electron charge ϕ_b – potential of the Schottky barrier.

2. Результаты расчётов

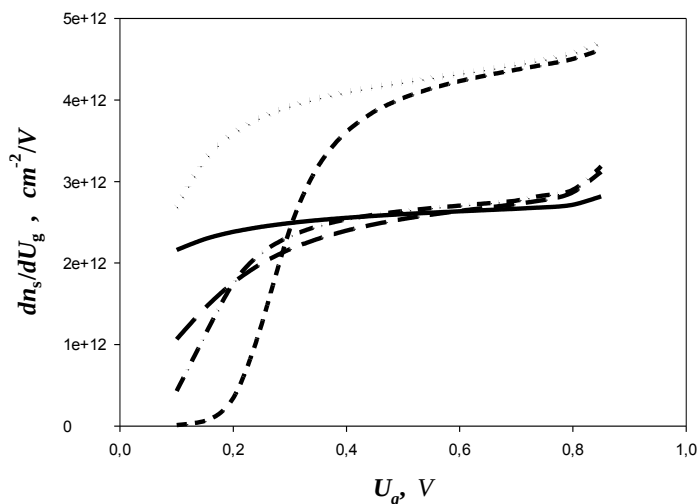


Рис. 2 Зависимости скорости изменения поверхностной плотности электронов от напряжения на затворе:

- (.....) обращенная гетероструктура вариант № 1 в таблице 1;
- (-----) прямая гетероструктура вариант № 2 в таблице 1;
- (--- • --- • ---) прямая гетероструктура вариант № 3 в таблице 1;
- (---) обращенная гетероструктура вариант № 4 в таблице 1;
- (•••••) обращенная гетероструктура с дополнительным барьером вариант №5 в таблице 1.

Fig. 2. The electron surface density change rate of the gate voltage:

- (.....) inverted heterostructure variant No. 1 in table 1.
- (-----) general heterostructure variant No. 2 in table 1.
- (--- • --- • ---) general heterostructure variant No. 3 in table 1.
- (---) inverted heterostructure variant No. 4 in table 1.
- (•••••) inverted heterostructure with an additional barrier variant No. 5 in table 1.

На рис. 2 приведены вычисленные зависимости удельной скорости изменения заряда электронов в квантовой яме – по существу удельной емкости (dQ/dU_g) для различных структур (таблица 1) при изменении напряжения на затворе U_g . При данных параметрах структур разница между структурой с донорным легированием и структурой с донорно – акцепторным легированием, при той же поверхностной плотности некомпенсированных доноров, в масштабе рисунка практически отсутствует. Также при одинаковом легировании крайне незначительно отличие между обращён-

ной структурой с донорно – акцепторным легированием и структурой с дополнительным барьером (вариант № 5 в таблице 1).

Таблица 1.

Table 1.

№	Слой структур. Structure layer	x	Толщины слоев [нм] / уровни легирования [см ⁻³] Layer thickness[μm]/doping levels [cm ⁻³]				
			Варианты структур: structures variant				
			№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5
1	Барьерный слой Al _x Ga _{1-x} As	0,35	100/10 ¹⁴	-	100/10 ¹⁴	100/10 ¹⁴	100/10 ¹⁴
2	Барьерный слой p ⁺ -Al _x Ga _{1-x} As	0,35	-	-	-	1/6·10 ¹⁹	1/6·10 ¹⁹
3	Барьерный слой -Al _x Ga _{1-x} As	0,35	-	-	-	5/10 ¹⁴	5/10 ¹⁴
4	Слой n ⁺ -Al _x Ga _{1-x} As (δ:Si)	0,35	1/2·10 ¹⁹	-	-	1/8·10 ¹⁹	1/9·10 ¹⁹
5	Спейсер - Al _x Ga _{1-x} As	0,35	2/10 ¹⁴	-	-	2/10 ¹⁴	2/10 ¹⁴
6	Канал - GaAs	-	7/10 ¹⁴	100/10 ¹⁴	7/10 ¹⁴	7/10 ¹⁴	7/10 ¹⁴
7	Спейсер Al _x Ga _{1-x} As	0,35	-	2/10 ¹⁴	2/10 ¹⁴	-	-
8	Слой n ⁺ -Al _x Ga _{1-x} As (δ:Si)	0,35	-	1/2·10 ¹⁹	1/2·10 ¹⁹	-	-
9	Барьерный слой - Al _x Ga _{1-x} As	0,35	-	-	-	-	4/10 ¹⁴ -
10	Барьерный слой p ⁺ -Al _x Ga _{1-x} As	0,35	-	-	-	-	-
11	Барьерный слой - AlAs	1,0	-	-	-	-	5/10 ¹⁴
12	Барьерный слой - Al _x Ga _{1-x} As	0,35	20/10 ¹⁴	17/10 ¹⁴	17/10 ¹⁴	10/10 ¹⁴	1/10 ¹⁴
13	Металл затвора, φ _z [эВ]	-	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0

Главной особенностью обращённых структур оказывается линейность характеристики (dQ/dU_g) в широком диапазоне изменения напряжений на затворе. Такое поведение также может служить предпосылкой к постоянству крутизны транзистора ($g_m = dI_d/dU_g$, где I_d – ток стока) на основе таких структур, что очень перспективно при разработке высокочастотных транзисторов с пониженным уровнем амплитудных и фазовых шумов. Ещё одно достоинство такой конструкции, заключается в том, что для увеличения рабочих частот крутизну в ней можно дополнительно увеличивать, уменьшая толщину структуры (рис. 2).

Таблица 2.

Table 2.

$U_g = +0.9V$				$U_g = +0.1V$		
i	E_{i1} мЭВ	$\Delta E_{(i+1)i}$ мЭВ	$n_{si}, \text{см}^{-2}$ ($n_s = 3.36 \cdot 10^{12}$)	E_{i1} мЭВ	$\Delta E_{(i+1)i}$ мЭВ	$n_{si}, \text{см}^{-2}$ ($n_s = 2.32 \cdot 10^{12}$)
1	-116	142	$3.09 \cdot 10^{12}$	25	158	$2.28 \cdot 10^{11}$
2	25	105	$2.53 \cdot 10^{11}$	183	91	$7.47 \cdot 10^8$
3	130	129	$6.00 \cdot 10^9$	274	163	$2.08 \cdot 10^7$
4	260	87	$4.03 \cdot 10^7$	437	107	$4.27 \cdot 10^4$
5	348		$1.41 \cdot 10^6$	545		$6.48 \cdot 10^2$

Естественно, особенности характеристик подобных систем сильно зависят от особенностей их строения. Как пример, рассмотрим результаты расчетов разности энергий от уровня E_i с номером i до уровня Ферми, заселённости n_{si} и разности энергий между ближайшими уровнями $\Delta E_{(i+1),i}$ для первых пяти уровней (таблица 2) в модельной структуре (таблица 1, вариант № 5) при разных напряжениях на затворе U_g .

3. Заключение

Как отмечалось выше, расстояния между квантовыми уровнями в обращённой гетероструктуре оказываются больше, чем в двойных структурах с донорно – акцепторным легированием [5] даже при больших положительных смещениях на затворе (при сильном обогащении канала электронами). Усиление размерного квантования, в принципе, может приводить к сильному падению интенсивности рассеяния горячих электронов и соответственно, к росту их дрейфовой скорости под затвором, к увеличению быстродействия полевых транзисторов. Тем самым открываются новые перспективы использования таких гетероструктур в приборах субмиллиметрового диапазона длин волн. Уточнить величину этих эффектов можно в результате расчёта вероятности рассеяния горячих электронов с учётом размерного квантования поперечной компоненты импульса электронов. Большой интерес представляют также результаты экспериментальных измерений полевой зависимости дрейфовой скорости электронов в таких структурах.

Список литературы

- [1] X. Mei; W. Yoshida, M. Lange, J. Lee et.al First Demonstration of Amplification at 1 THz Using 25-nm InP High Electron Mobility Transistor Process // IEEE Electron Device Letters, 2015, V.36, №4, p.327 – 329.
- [2] G. Moschetti, A. Leuther, H. Maßler, B. Aja et.al A 183 GHz Metamorphic HEMT Low-Noise Amplifier With 3.5 dB Noise Figure //IEEE Microwave and Wireless Components Letters 2015, V.25, №9, p.618 – 620.
- [3] Y. Campos-Roca; A. Tessmann; B. Amado-Rey; S. Wagner et.al//IEEE Microwave and Wireless Components Letters 2014, V.24 , №11, p.787 – 789.
- [4] Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Соколов А.Б. Уменьшение роли поперечного пространственного переноса электронов и рост выходной мощности гетероструктурных полевых транзисторов // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 17. С. 84–89.
- [5] Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Голант Е.И., Капралова А.А. Перспективы развития мощных полевых транзисторов на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием // ФТП. 2014. Т. 48. В. 5. С. 684–692.

- [6] Борисов А.А. и др “Исследование средней дрейфовой скорости электронов в pHEMT транзисторах”// Письма в ЖТФ, 2016, Т. 42, В. 16, С.41 – 47
- [7] А.С. 897062 (СССР). Полевой транзистор. А.С.Тажер, А.А.Кальфа. Приоритет от 0.3.09. 1980.
- [8] Кальфа А.А., Тажер А.С. Гетероструктуры с селективным легированием и их применение в полевых транзисторах СВЧ // Электр. Техн. Сер.1, Электроника СВЧ, 1980, В. 12(348), С. 26 – 38.
- [9] T. Mimura et.al A New Field-Effect Transistor with Selectively Doped GaAs/n-AlxGa1-xAs Heterostructures // Jap. Journ. Appl. Phys. 1980, V.19, № 5, P. L225 – L227.
- [10] T. Mimura, S. et.al High – Electron Mobility Transistors with Selectively Doped GaAs/n-AlGaAs Heterojunction // IEEE Trans. on Electron Dev., 1980, V. ED-27, № 11, P. 2197.
- [11] D. Delagebeaudeuf et.al Two – Dimensional Electron GaAs MESFET Inversion Channels //Electron Lett., 1980, V. 16, № 17, P. 667 – 668.
- [12] D. Delagebeaudeuf, N.T.Linch Chage Control of the Heterojunction Two Dimensional Electron Gas for MESFET Aplication // IEEE Trans. on Electron Dev., 1981, V. ED-28, № 7, P. 790 – 795.

References

- [1] X. Mei; W. Yoshida, M. Lange, J. Lee et.al First Demonstration of Amplification at 1 THz Using 25-nm InP High Electron Mobility Transistor Process // IEEE Electron Device Letters, 2015, V.36, №4, p.327 – 329.
- [2] G. Moschetti, A. Leuther, H. Maßler, B. Aja et.al A 183 GHz Metamorphic HEMT Low-Noise Amplifier With 3.5 dB Noise Figure //IEEE Microwave and Wireless Components Letters 2015, V.25, №9, p.618 – 620.
- [3] Y. Campos-Roca; A. Tessmann; B. Amado-Rey; S. Wagner et.al//IEEE Microwave and Wireless Components Letters 2014, V.24 , №11, p.787 – 789.
- [4] V. M. Lukashin, A. B. Pashkovskii, K. S. Zhuravlev, A. I. Toropov, V. G. Lapin, and A. B. Sokolov, Decreasing the Role of Transverse Spatial Electron Transport and Increasing the Output Power of Heterostructure Field_Effect Transistors//Technical Physics Letters, 2012, Vol. 38, No. 9, pp. 819–821.
- [5] Lukashin V.M., Pashkovskii A.B., Lapin V.G., Golant E.I., Kapralova A.A., Zhuravlev K.S., Toropov A.I. Prospects for the development of high-power field-effect transistors based on heterostructures with donor-acceptor doping. Semiconductors. 2014. T. 48. № 5. P. 666-674.
- [7] A. A. Borisov. et.al Studying Average Electron Drift Velocity in pHEMT Structures // Technical Physics Letters, 2016, Vol. 42, No. 8, pp. 848–851.
- [8] А.С. 897062 (СССР). Field effect transistor А. S. Tager, А. А. Kalfa. Priority of 0.3.09. 1980.
- [9] А. А. Kalfa., А. S. Tager, Selectively doped geterostructures and there FET’s prospects // Elektronnaya Teknika, Series.1, Elektronika SVCH, 1980, B. 12(348), P. 26 – 38.
- [10] T. Mimura et.al A New Field-Effect Transistor with Selectively Doped GaAs/n-AlxGa1-xAs Heterostructures // Jap. Journ. Appl. Phys. 1980, V.19, № 5, P. L225 – L227.
- [11] T. Mimura, S. et.al High – Electron Mobility Transistors with Selectively Doped GaAs/n-AlGaAs Heterojunction // IEEE Trans. on Electron Dev., 1980, V. ED-27, № 11, P. 2197.
- [12] D. Delagebeaudeuf et.al Two – Dimensional Electron GaAs MESFET Inversion Channels //Electron Lett., 1980, V. 16, № 17, P. 667 – 668.
- [13] D. Delagebeaudeuf, N.T.Linch Chage Control of the Heterojunction Two Dimensional Electron Gas for MESFET Aplication // IEEE Trans. on Electron Dev., 1981, V. ED-28, № 7, P. 790 – 795.

The terahertz range generator based on the matrix of nanowires

¹Balabanov V.M., ²Karushkin N.F., ¹Obukhov I.A., ^{1,3}Smirnova E.A.

¹Research & Development Company "System Recourses",
Moscow, 141070, Russian Federation

²State Research Institute «Orion»
Kiev, 03680, Ukraine

³Moscow State University n.a. M.V. Lomonosov,
Moscow, 119991, Russian Federation
el_smirnova@systemres.ru

Abstract: The characteristics of the electromagnetic wave generator in the frequency range from 0.3 THz to 1.0 THz are calculated. The active element is the matrix of indium antimonide nanowires. Generation in the structure arises because of the relaxation instability of the electron density in the collector contact with low conductivity. The calculations take into account the characteristics of the resonator, which is made in the form of a waveguide intersecting at right angle with a coaxial line with antiparasitic loading. Cross section of a waveguide is 0,35 x 0,7 mm. The active element is installed in a coaxial line. Analysis of the calculation results allowed to reconcile the parameters of the resonator and the active element, as well as determine the optimal diameter and length of nanowires, the dimensions and conductivity of the contact pads. The estimated power of the generator in the continuous mode of operation is 12.8 mW.

Keywords: modeling, relaxation instability, equivalent circuit.

Генератор терагерцового диапазона на основе матрицы нанопроводов

¹Балабанов В.М., ²Карушкин Н.Ф., ¹Обухов И.А., ^{1,3}Смирнова Е. А.

¹НИИ «Орион», Киев, Украина

²НПП «Системные Ресурсы», Москва, Россия

³МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
el_smirnova@systemres.ru

Аннотация: Рассчитаны характеристики генератора электромагнитных волн в диапазоне частот от 0,3 ТГц до 1,0 ТГц с активным элементом в виде матрицы нанопроводов из антимонида индия. Генерация в структуре возникает в следствии релаксационной неустойчивости электронной плотности в коллекторном

контакте с низкой проводимостью. В расчетах учитывались характеристики резонатора, выполненного в виде пересекающихся под прямым углом волновода сечением 0,35x0,7 мм и коаксиальной линии с антипаразитной нагрузкой. Активный элемент устанавливается в коаксиальную линию. Анализ результатов расчетов позволил согласовать параметры резонатора и активного элемента, а также определить оптимальный диаметр и длину нанопроводов, размеры и проводимость контактных площадок. Расчетная мощность генератора в непрерывном режиме работы составила 12,8 мВт.

Ключевые слова: терагерц, генератор, нанопровод, релаксационная неустойчивость, схема замещения

1. Введение

В статье [1] теоретически исследована возможность генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона частот (0,3 ТГц – 3 ТГц) нанопроводом. Генерация оказывается следствием релаксационной неустойчивости и затухающих осцилляций концентрации электронов в контактах нанопровода [2]. Оба явления имеют пороговый характер. Они возникают при превышении плотностью тока некоторых пороговых значений.

Релаксационная неустойчивость приводит к появлению отрицательного дифференциального сопротивления гетероперехода между проводящим каналом нанопровода и его коллекторным контактом. Возникновение затухающих осцилляций концентрации электронов в эмиттерном контакте может быть интерпретировано, как появление индуктивности.

Эти эффекты проявляются только, если подвижность электронов в контактах и проводящем канале нанопровода различна. В работе [1] показано, что можно подобрать электрические и геометрические параметры структуры, необходимые для генерации СВЧ - мощности.

Принципиально важным для функционирования нанопровода в качестве активного элемента генератора является наличие гетеропереходов между его проводящим каналом и контактными областями. Требуемый потенциальный рельеф может быть получен за счет размерного квантования энергии электронов в канале. При этом существенно снижается их концентрация по сравнению с объемным материалом. Для обеспечения генерации необходимо минимизировать активное сопротивление канала. При пониженной концентрации носителей заряда этого можно добиться, сделав проводящий канал достаточно коротким и изготовив его из материала с максимальной подвижностью электронов – антимонида индия.

Плотность порогового тока, при которой возникает релаксационная неустойчивость, тем больше, чем выше концентрация электронов в контактах. Для минимизации этой плотности целесообразно использовать полупроводниковый коллекторный контакт, концентрация электронов в котором регулируется уровнем легирования донорной примеси.

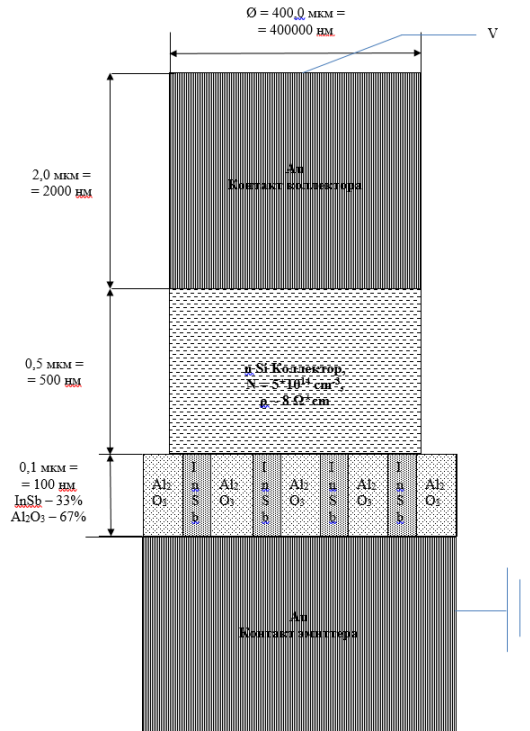


Рис. 1. Активный элемент генератора терагерцового диапазона частот на основе матрицы нанопроводов

Fig. 1. The active element of the terahertz frequency generator based on the nanowire matrix

Вариант конструкции и параметры активного элемента СВЧ-генератора на основе матрицы нанопроводов представлены на рис. 1. Технология создания таких структур описана в работе [3]. Согласно расчетам, для этого элемента пороговый ток равняется 2,30 А. При этом же значении достигается максимальное отрицательное дифференциальное сопротивление.

ние перехода между матрицей проводящих каналов InSb и коллекторным контактом, равное $-103,00 \text{ Ом}$, а емкость коллекторного перехода равняется $0,23 \text{ пФ}$.

В настоящей работе рассмотрен один из вариантов использования такого активного элемента для генерации электромагнитных волн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

2. Конструкция генератора

Конструктивно генератор может быть выполнен на базе волноводно-коаксиального Т-образного сочленения, показанного на рис. Рис. 2. Конструкция генератора2, аналогично генератору на лавинно-пролетном диоде [4]. Расчеты проводились для случая волновода регулярного сечения $0,35 \times 0,7 \text{ мм}$ и коаксиальной линии, пересекающей волновод по широкой стенке. В коаксиальной линии установлены активный элемент в корпусе (элемент 1 на рис. 2) и антипаразитная нагрузка (элемент 2 на рис. 2).

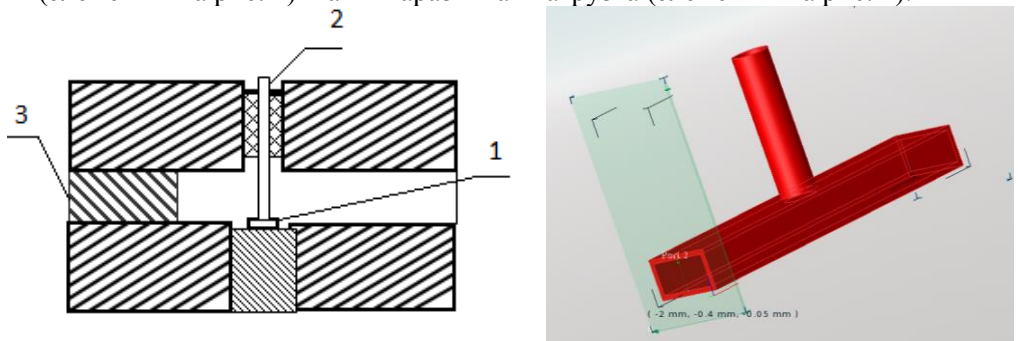


Рис. 2. Конструкция генератора

Fig. 2. Generator construction

Представленная конструкция позволяет независимо перемещать в процессе настройки положение антипаразитной нагрузки вдоль коаксиальной линии относительно волноводного канала. На одном волноводном выходе установлен скользящий поршень (элемент 3 на рис. 2), а другой соединен через ферритовый вентиль с нагрузкой и высокостабильным источником синхронизирующего сигнала (синтезатором). Настройка систе-

мы на заданную частоту должна производиться перемещением задней стенки с точностью не хуже 5-15 мкм.

3. Схема замещения

Электрическая схема замещения для матрицы нанопроводов, представленной на рис. 1, показана на рис. 3. Она состоит из следующих элементов: эмиттер (сопротивление R_e , ёмкость C_e , индуктивность L_e), область проводящих каналов (сопротивление R_{ch}), коллектор (сопротивления R_{c1} и R_{c2} , ёмкость C_c).

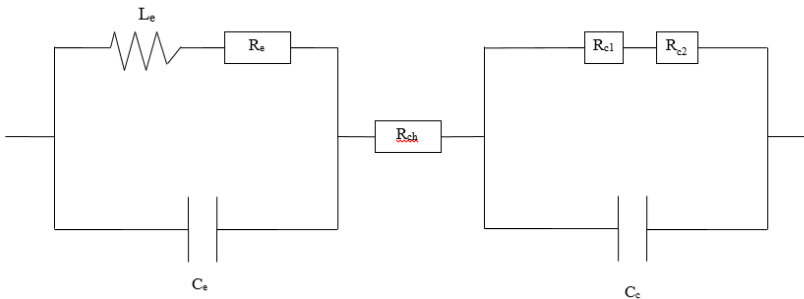


Рис. 3. Схема замещения матрицы нанопроводов

Fig. 3. Equivalent circuit of a matrix of nanowires

Все параметры являются функциями тока и вычисляются на основе результатов моделирования переноса заряда в нанопроводе с учетом наличия режимов неустойчивости и релаксационных колебаний [1,2]. Сопротивления R_e и R_{c1} – это обычные омические сопротивления эмиттера и коллектора, положительные при всех значениях тока. Сопротивление R_{c2} положительно при токах, меньших порога релаксационной неустойчивости, и становится отрицательным при превышении током порогового значения. Значение R_{c2} определяется декрементом затухания или инкрементом нарастания флуктуаций концентрации электронов в коллекторе [1]. Индуктивность L_e равняется нулю при токах меньших порога релаксационных колебаний и определяется их частотой при превышении током порогового значения.

Для учета влияния электрического СВЧ-поля резонатора на процессы в полупроводниковой структуре цепь генератора должна быть дополнена колебательным контуром. Поэтому численные расчеты проводились с колебательным контуром (см. рис. 4), учитывающим основные конструктивные особенности электродинамической системы генератора.

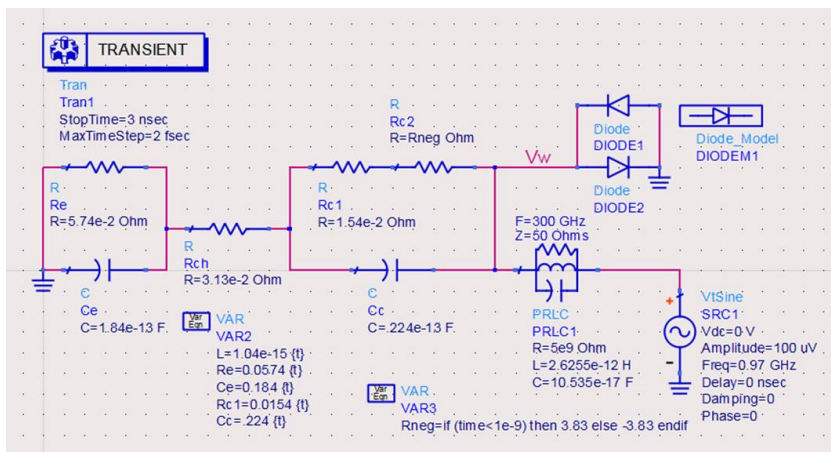


Рис. 4. Схема замещения генератора с учетом конструкции корпуса

Fig. 4. The equivalent circuit of the generator taking into account the hull structure

В этой схеме диоды, подключенные навстречу друг другу, играют роль ограничителя частоты, а колебательный контур замещает комбинированную колебательную систему, образованную коаксиальной цепью структуры и подключенным к её резонаторной камере регулируемым волноводным резонатором.

4. Моделирование

При моделировании выполнялась оптимизация численных значений элементов схемы замещения. Рабочая точка выбиралась так, чтобы инкремент нарастания флуктуаций концентрации электронов в коллекторе соответствовал терагерцовому диапазону частот. В результате выбран ток, равный 4,10 А. Параметры цепи при этом токе оказываются следующими: $R_e = 0,0574 \text{ Ом}$, $C_e = 0,184 \text{ пФ}$, $L_e = 0,00 \text{ Гн}$, $R_{c1} = 0,0154 \text{ Ом}$, $R_{c2} = -3,83 \text{ Ом}$, $C_c = 0,224 \text{ пФ}$, $R_{ch} = 0,0313 \text{ Ом}$.

Расчеты характеристик генератора в корпусе показали, что индуктивность эмиттера затрудняет переход прибора в режим генерации. По этой причине у активного элемента, показанного на рис. 1, эмиттер выполнен из золота, а не из кремния, как описано в работе [1]. В этом случае релаксационные колебания в эмиттерном контакте могут проявиться только при очень больших токах, на несколько порядков превышающих пороговый ток релаксационной неустойчивости в коллекторе.

Импульс запуска выбирался с амплитудой 0,1 В на частоте 0,97 ГГц. Индуктивность и емкость внешнего колебательного контура изменялись в пределах 2,63 - 0,56 пГн, 0,105 - 0,022 фФ. В результате обеспечивалось возбуждение колебаний на частотах от 303 ГГц до 994,7 ГГц. На рис. 5 и рис. 6, представлены рассчитанные зависимости напряжения генерируемого сигнала от времени и спектры сигналов на этих частотах. Численное моделирование показало, что при включении генератор запускается «жестко», амплитуда колебаний достигает стационарного значения $U_w = 0,8$ В за первую половину периода колебаний, доступная выходная мощность составляет 12,8 мВт.

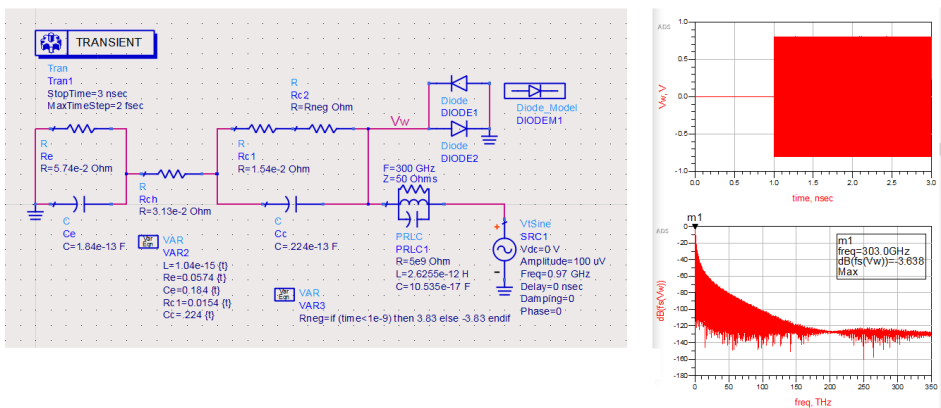


Рис. 5. Генерация на частоте 303,0 ГГц

Fig. 5. Generation at a frequency of 303,0 GHz

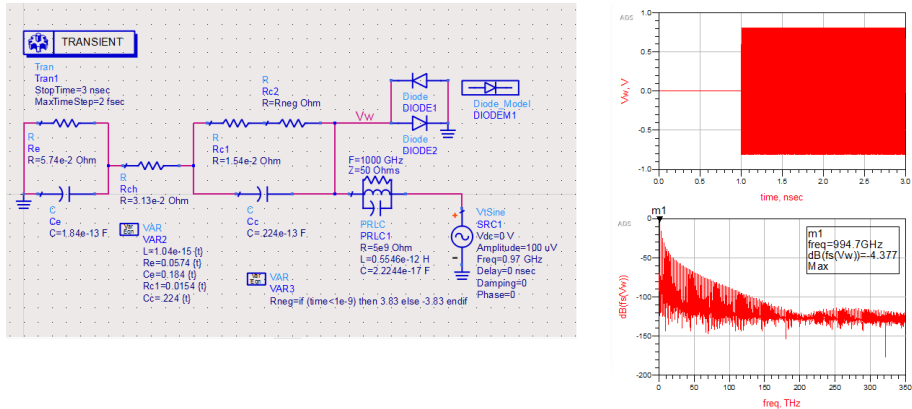


Рис. 6. Генерация на частоте 994,7 ГГц

Fig. 6. Generation at a frequency of 994,7 GHz

СВЧ генератор как эквивалентный четырехполюсник может быть описан, S-параметрами, измеряемыми в линиях с согласованными нагрузками, что на сверхвысоких частотах реализуется наиболее просто. По S-параметрам генератора, измеренным на нескольких частотах, можно определить (или уточнить) элементы его эквивалентной схемы, и, наоборот, известная эквивалентная схема позволяет рассчитать S-параметры на любой частоте диапазона, в котором эта схема корректна.

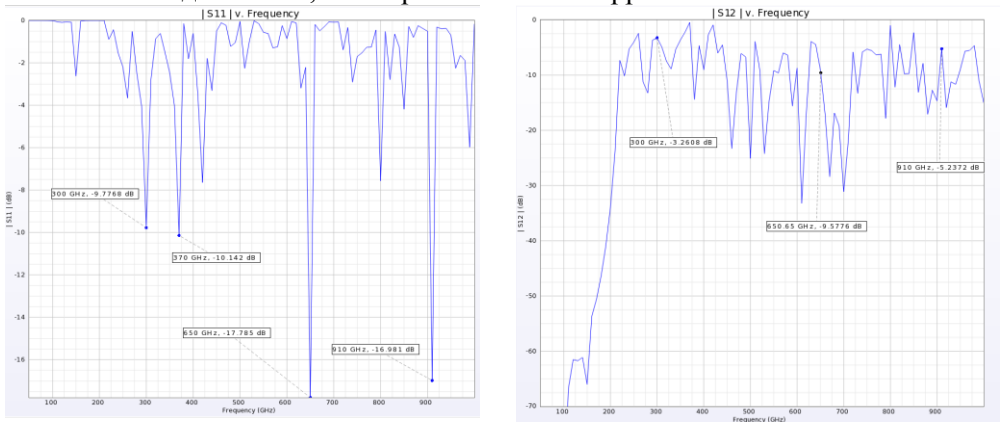


Рис.7. Зависимость S-параметров генератора от частоты

Fig. 7. Dependence of the S-parameters of the generator on the frequency

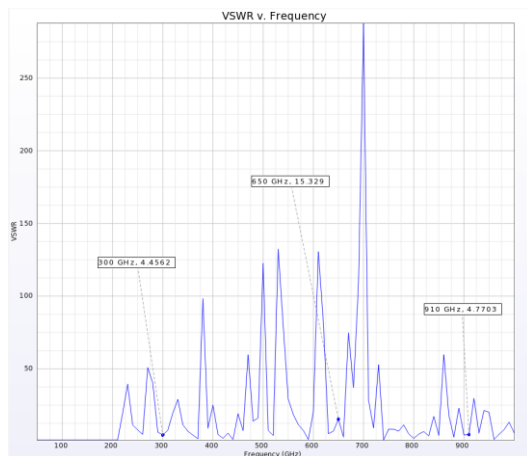


Рис.8. КСВН генератора

Fig. 8. VSWR of the generator

Для расчетов S-параметров СВЧ-генератора с активным элементом из матрицы нанопроводов использовалась программа EMPro. Результаты представлены на рис. 7 и рис. 8. Коэффициент отражения (S11) достигает минимального значения при частоте 650 ГГц. При этой же частоте коэффициент передачи (S12) имеет вполне приемлемое значение около -10 Дб. Также имеются локальные минимумы параметра S11 при частотах в 300 ГГц, 370 ГГц, 910 ГГц и других частотах.

Исходя из анализа зависимости S-параметров генератора от частоты, можно сделать вывод, что оптимальными для его функционирования являются частоты 300 ГГц, 370 ГГц, 650 ГГц и 910 ГГц. На этих частотах коэффициент отражения имеет минимумы, коэффициент прохождения локальные максимумы, а КСВН принимает значения в диапазоне от 4 до 15.

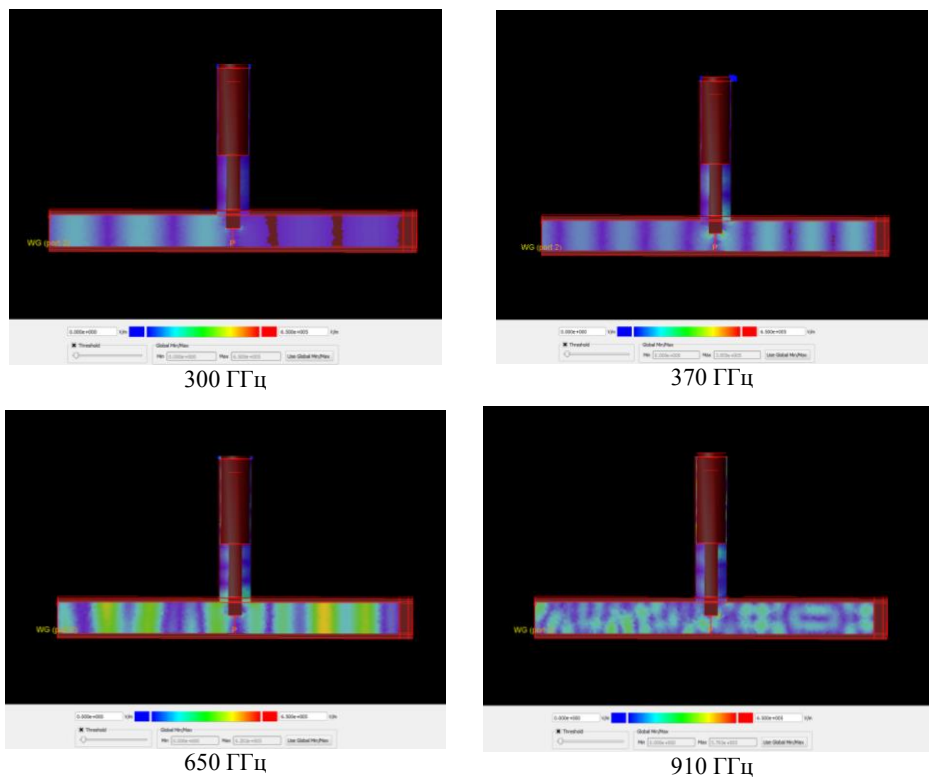


Рис.9. Распределение электрического поля в волноводе генератора при различных частотах генерации

Fig. 9. The distribution of the electric field in the waveguide of the generator at different generation frequencies

На рис. 9 показано распределение электрического поля E в волноводе на выбранных частотах. На частоте 300 ГГц наибольшая часть мощности выходит в направлении полезной нагрузки, изменение амплитуды происходит равномерно вдоль широкой стенки волновода. При 370 ГГц часть мощности тратится в направлении регулирующего поршня. На частоте 650 ГГц амплитуда поля E достигает больших значений чем на 300 ГГц, но его распределение вдоль волновода неоднородно. При частоте 910 ГГц образование E волн не наблюдается, то есть на этой частоте создать стабильный источник мощности нельзя.

5. Заключение

Представленные здесь расчеты позволяют надеяться, что на основе матриц нанопроводов из антимонида индия удастся создать твердотельный генератор электромагнитных колебаний терагерцового диапазона частот. Конструкция такого генератора аналогична генератору СВЧ на лавинно-пролетном диоде [4].

Полученные расчетные характеристики не являются максимально возможными. Предварительные оценки показывают, что оптимизация параметров активного элемента и элементов корпуса может повысить мощность прибора в несколько раз. Дальнейшие расчеты будут проведены параллельно с экспериментальными исследованиями, которые уже начаты.

Список литературы

- [1] Обухов И.А., Смирнова Е.А. Нанопровод как активный элемент генератора СВЧ-излучения. *Нано- и микросистемная техника*, 2016, № 8, с. 509-517.
- [2] Obukhov I.A. Nonequilibrium effects in one-dimensional quantum devices. LAMBERT Academic Publishing, -2014. 132 p.
- [3] Горох Г.Г., Обухов И.А., Лозовенко А.А. Массивы нанопроводов из антимонида индия для перспективных термоэлектрических устройств. *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 2015, № 1, с. 3-11.
- [4] Карушкин Н. Ф., Дворниченко В. П., Малышко В. В., Ореховский В. А., Цвир А. В. Полупроводниковый генератор импульсного действия с электронным переключением частоты миллиметрового диапазона. *Труды 22-й Международной Крымской конференции «СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2012)*, Севастополь: Вебер, 2012, с. 103 – 105.

References

- [1] Obukhov I.A., Smirnova E.A. [Nanowire as an Active Element of the Microwave Radiation Generators] *Micro- and nanosystem technique elements*, 2016, № 8, pp. 509-517.
- [2] Obukhov I.A. Nonequilibrium effects in one-dimensional quantum devices. LAMBERT Academic Publishing, -2014. 132 p.
- [3] Gorokh G.G., Obukhov I.A., Lozovenko A.A. [Indium antimonide nanowires arrays for promising thermoelectric converters]. *TKEA*, 2015, no 1, pp. 3-11. (In Russian)
- [4] Karushkin N.F, Dvornichenko V.P., Malysheko V.V., Orekhovskii V. A., TSvir A. V. [Semiconductor pulse generator with electronic switching of millimeter wave frequency range] *Proceedings of 22th Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo'2012)*, – pp. 103-105. (In Russian)

Numerical simulation of multi-barrier resonant tunneling structures based on bi-layer graphene

Igor I. Abramov, Natali V. Kolomejtseva, Vladimir A. Labunov,
Irina A. Romanova

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics
6, P.Brovki str., Minsk, 220013, Belarus
nanodev@bsuir.edu.by

Abstract: *In the paper the results of IV-characteristics calculations of multibarrier resonant tunneling structures based of bi-layer graphene are presented. Simulation was performed with the use of developed combined model, based on self-consistent numerical solution of Schrödinger and Poisson equations. The possibility of using a proposed self-consistent model for multi-barrier graphene-based heterostructures simulation was illustrated.*

Keywords: graphene, numerical model, simulation, Schrödinger equation, resonant tunneling, hexagonal boron nitride, graphene-based heterostructures, IV-characteristics.

Численное моделирование многобарьерных резонансно-туннельных структур на основе двухслойного графена

Абрамов И.И., Коломейцева Н.В., Лабунов В.А., Романова И.А.
Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Минск, П.Бровки, 6, 220013, Республика Беларусь
nanodev@bsuir.edu.by

Аннотация: *В докладе представлены результаты расчета вольт-амперных характеристик (ВАХ) многобарьерных резонансно-туннельных структур на основе двухслойного графена. Моделирование проводилось с применением разработанной комбинированной модели, основанной на самосогласованном численном решении уравнений Шредингера и Пуассона. В результате проведенных исследований определены области структуры, размеры которых оказывают наиболее существенное влияние на ВАХ резонансно-туннельных диодов (РТД). Проведены расчеты ВАХ трех-, четырех- и пятибарьерных РТД на основе графена на подложке гексагонального нитрида бора (h-BN).*

Ключевые слова: графен, численная модель, моделирование, уравнение Шредингера, резонансное туннелирование, гексагональный нитрид бора, гетероструктуры на основе графена, вольт-амперные характеристики.

1. Введение

Разработка резонансно-туннельных приборных структур на основе графена является перспективным направлением нанoeлектроники [1]. В настоящее время на основе графена созданы различные приборные структуры, а именно [1, 2]: диоды, транзисторы, сенсоры и др. Особый интерес представляет использование многобарьерных резонансно-туннельных структур при создании схем с многозначной логикой [3]. Результаты проведенных ранее исследований трехбарьерных РТД на основе гетероструктур графен/h-BN и графен/SiO₂ в зависимости от различных факторов, в том числе температуры, приведены в статьях [4, 5].

Целью данной работы является исследование влияния ширины барьеров на ВАХ трехбарьерных РТД на основе гетероструктуры графен/h-BN. Проведены расчеты зависимостей плотностей тока от напряжения для трехбарьерных РТД на основе графена с симметричными и ассиметричными барьерами. Также проиллюстрирована возможность использования разработанной численной комбинированной модели для расчета ВАХ четырех- и пятибарьерных резонансно-туннельных структур на основе графена.

2. Результаты моделирования

Расчеты проводились с использованием разработанной численной комбинированной модели, основанной на самосогласованном решении уравнений Шредингера и Пуассона. Модель основана на применении полуклассического и квантовомеханического подходов для описания приконтактных и активных областей структуры и относится к классу комбинированных. Уравнения модели, методы и особенности ее реализации описаны в работах [4, 5].

Структура исследуемого трехбарьерного РТД на подложке h-BN приведена в работе [4]. Для моделирования использовались следующие параметры: высота барьеров задавалась равной 3,137 эВ [7], эффективная масса двухслойного графена – $0,041m_0$ (m_0 – масса покоя электрона) [8], температура – 300 К, а относительная диэлектрическая проницаемость

графена меняется в зависимости от ширины слоя согласно данным работы [9]. Пассивными областями исследуемой структуры являются области графена, расположенные между омическими контактами и барьерами активной области, как со стороны эмиттера, так и со стороны коллектора. Их ширина задавалась равной 17 нм, а концентрация примеси в этих областях – $N_d = 7,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$. К активной области относятся области барьеров с ширинами w_{b1} , w_{b2} и w_{b3} , а также заключенные между ними квантовые ямы с ширинами d_1 и d_2 [4]. Нумерация этих областей ведется, начиная со стороны эмиттера.

Проведено исследование влияние ширины барьеров на ВАХ (точнее зависимости плотности тока от напряжения) трехбарьерной гетероструктуры графен/h-BN. На рис. 1 приведены результаты моделирования для трех случаев, когда ширины всех трех барьеров равны, а именно: $w_{b1}=w_{b2}=w_{b3}=1,3$ нм (кривая 1); $w_{b1}=w_{b2}=w_{b3}=1,4$ нм (кривая 2) и $w_{b1}=w_{b2}=w_{b3}=1,5$ нм (кривая 3). При этом ширины квантовых ям фиксировались и задавались равными $d_1 = d_2 = 3,4$ нм.

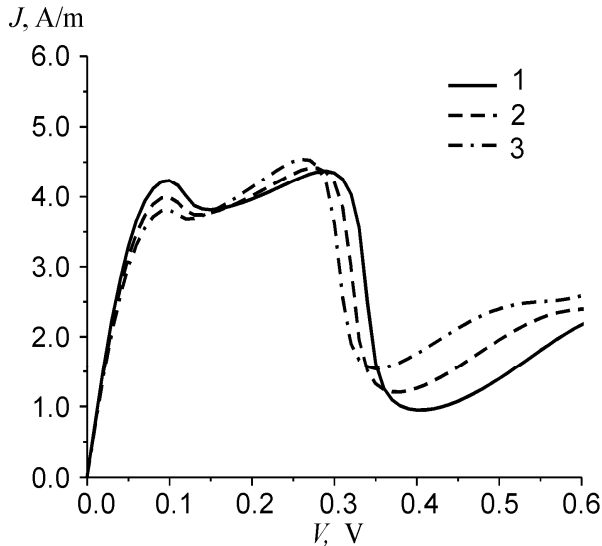


Рис. 1. ВАХ трехбарьерной симметричной гетероструктуры графен/h-BN для различных ширин барьеров

Fig. 1. IV-characteristics of triple-barrier symmetric heterostructure based on graphene/h-BN for different barrier widths

Установлено, что увеличение ширин барьеров приводит к уменьшению плотности тока первого пика, а также к увеличению плотности токов второго пика и долины. Заметим, что ранее в работах [4—6] анализировалось влияние ширин барьеров на ВАХ двухбарьерных резонансно-туннельных структур на графене на подложках гексагонального нитрида бора (h-BN), диоксида кремния (SiO_2) и карбида кремния (SiC).

Проведем сравнительный анализ ВАХ трехбарьерных РТД, в которых изменяется ширина только одного из барьеров, т.е. рассматривается ассиметричная структура. На рис.2 представлены полученные результаты.

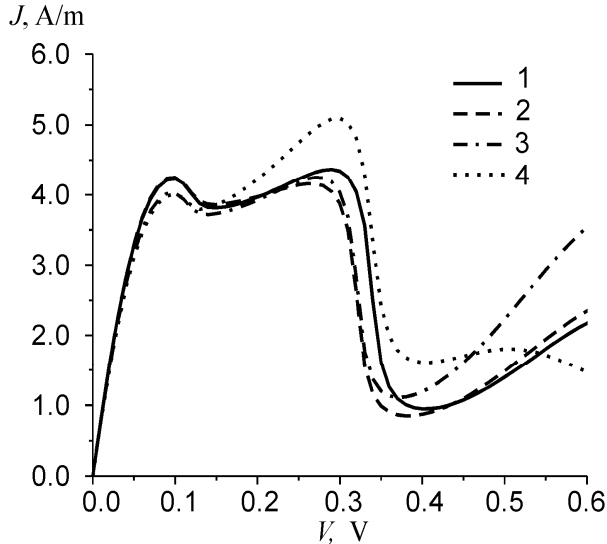


Рис. 2. ВАХ трехбарьерной ассиметричной гетероструктуры графен/h-BN для различных ширин барьеров

Fig. 2. IV-characteristics of triple-barrier asymmetric heterostructure based on graphene/h-BN for different barrier widths

Как и в предыдущем случае, ширины квантовых ям равны $d_1 = d_2 = 3,4$ нм. На рис.2 кривая 1 соответствует ширинам барьеров $w_{b1} = w_{b2} = w_{b3} = 1,3$ нм; кривая 2 — $w_{b1} = 1,5$ нм, $w_{b2} = w_{b3} = 1,3$ нм; кривая 3 — $w_{b2} = 1,5$ нм, $w_{b1} = w_{b3} = 1,3$ нм; кривая 4 — $w_{b3} = 1,5$ нм, $w_{b1} = w_{b2} = 1,3$ нм. Видно, что увеличение ширины первого барьера w_{b1} (см. кривые 1 и 2 рис.2) приводит к снижению плотности тока и напряжения второго пика, а также к уменьшению тока и напряжения долины. Увеличение ширины второго

барьера w_{b2} (кривые 1 и 3) ведет к росту плотности тока при напряжениях превышающих 0,35 В. Однако, наиболее существенное влияние на ВАХ (вплоть до ее трансформации) оказывает увеличение ширины третьего барьера w_{b3} (кривые 1 и 4). В частности, существенно возрастают плотности тока второго пика и долины и начинает снижаться плотность тока при напряжениях больших 0,5 В. Таким образом, ВАХ трехбарьерных РТД чувствительны к изменению ширины барьеров по-разному в зависимости от их расположения.

Рис.3 иллюстрирует результаты моделирования ВАХ трех-, четырех- и пятибарьерных структур на основе двухслойного графена на подложке h-BN (кривые 1, 2 и 3). Ширины барьеров и квантовых ям одинаковы для всех структур и составляют 1,3 нм и 3,4 нм соответственно.

Таким образом, показана возможность использования разработанной комбинированной самосогласованной модели для исследования многобарьерных резонансно-туннельных структур на основе графена фактически с произвольным числом барьеров.

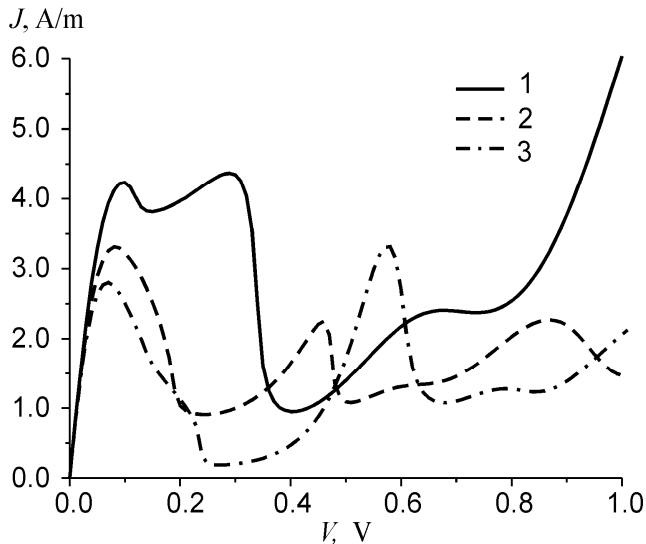


Рис. 3. ВАХ многобарьерных РТД на основе гетероструктур графен/h-BN:

1 — трехбарьерная, 2 — четырехбарьерная, 3 — пятибарьерная

Fig. 3. IV-characteristics of multibarrier RTD based on heterostructure graphene/h-BN:

1 — triple-barrier, 2 — four-barrier, 3 — five-barrier

3. Заключение

В работе исследовано влияние ширин барьеров на ВАХ трехбарьерных РТД на основе графена на подложке h-BN. Получены зависимости плотностей тока от напряжения для трехбарьерных РТД на основе графена с симметричными и асимметричными барьерами. Проиллюстрирована применимость разработанной комбинированной самосогласованной модели для расчета ВАХ РТД и на основе более сложных многобарьерных гетероструктур графен/h-BN. Программа, реализующая разработанную модель, включена в систему моделирования нанoeлектронных устройств NANODEV [10,11], разрабатываемую в БГУИР с 1995 года.

Источники финансирования и выражение признательности

Данные исследования проведены в рамках Государственной программы научных исследований Республики Беларусь «Функциональные и композиционные материалы, наноматериалы» («Нанотех»).

Список литературы

- [1] Ferrari A.C., Bonaccorso F., Fal'ko V., Novoselov K.S., et al. Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems // *Nanoscale*. 2015. V. 7. No. 11. P. 4598-4810.
- [2] Алексенко А. Г. Графен. М.: БИНОМ. Лаборатория базовых знаний, 2014. 168 с.
- [3] Zubarev A., Dragoman D. Ballistic charge carrier transmission through graphene multi-barrier structures in uniform magnetic field // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2014. V. 47. P. 425302-1-7.
- [4] Abramov I. I., Labunov V. A., Kolomejtseva N. V., Romanova I. A. Simulation of field-effect transistors and resonant tunneling diodes based on graphene // *Proc. of SPIE*. 2016. V. 10224. P. 102240V-1-10.
- [5] Абрамов И.И., Коломейцева Н.В., Лабунов В.А., Романова И.А. Моделирование резонансно-туннельных диодов на основе графена на подложках различного типа // *Нано-и микросистемная техника*. 2015. № 11. С. 3-10.
- [6] Abramov I.I., Labunov V.A., Kolomejtseva N.V., Romanova I.A. Simulation of devices based on carbon nanotubes and graphene // *Proc. of SPIE*. 2014. V. 9440. P. 944017-1-10.
- [7] Fiori G., Betti A., Bruzzone S., D'Amico P., Iannaccone G. Nanodevices in Flatland: Two-dimensional graphene-based transistors with high Ion/Ioff ratio // 2011 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), 5-7 Dec. 2011. P. 11.4.1-11.4.4.
- [8] Zou K., Hong X., Zhu J. Effective mass of electrons and holes in bilayer graphene: Electron-hole asymmetry and electron-electron interaction // *Phys. Rev. B*. 2011. V. 84. No. 8. P. 085408-1-6.
- [9] Santos Elton J.G., Kaxiras E. Electric-field dependence of the effective dielectric constant in graphene // *Nano Lett.* 2013. V. 13. No. 3. P. 898-902.
- [10] Abramov I. I., Baranoff A. L., Goncharenko I. A., Kolomejtseva N. V., Bely Y. L., Shcherbakova I. Y. A nanoelectronic device simulation software system NANODEV: New opportunities // *Proc. of SPIE*. 2010. V. 7521. P. 75211E1-1-11.

[11] Абрамов И. И. Физика и моделирование приборных структур и устройств микро- и нанoeлектроники // Доклады БГУИР. 2014. № 2. С. 32-42.

References

- [1] Ferrari A.C., Bonaccorso F., Fal'ko V., Novoselov K.S., et al. Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems. *Nanoscale*, 2015, vol. 7, no. 11, pp. 4598-4810.
- [2] Aleksenko A.G. Grafen, Moskow, BINOM. Laboratorija bazovyh znanij, 2014, 168 p. (In Russian).
- [3] Zubarev A., Dragoman D. Ballistic charge carrier transmission through graphene multi-barrier structures in uniform magnetic field. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2014, vol. 47, pp. 425302-1 - 7.
- [4] Abramov I. I., Labunov V. A., Kolomejtseva N. V., Romanova I. A. Simulation of field-effect transistors and resonant tunneling diodes based on graphene. *Proc. of SPIE*, 2016, vol. 10224, pp. 102240V-1 - 10.
- [5] Abramov I.I., Kolomejtseva N.V., Labunov V.A., Romanova I.A. [Simulation of graphene resonant tunneling diodes on the substrates of various types]. *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2015, no 11. pp. 3–10. (In Russian).
- [6] Abramov I.I., Labunov V.A., Kolomejtseva N.V., Romanova I.A. Simulation of devices based on carbon nanotubes and graphene. *Proc. of SPIE*, 2014, vol. 9440, pp. 944017-1-10.
- [7] Fiori G., Betti A., Bruzzone S., D'Amico P., Iannaccone G. Nanodevices in Flatland: Two-dimensional graphene-based transistors with high Ion/Ioff ratio. *2011 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 5-7 Dec. 2011, pp. 11.4.1-11.4.4.
- [8] Zou K., Hong X., Zhu J. Effective mass of electrons and holes in bilayer graphene: Electron-hole asymmetry and electron-electron interaction. *Phys. Rev. B*, 2011, vol. 84, no. 8, pp. 085408-1-6.
- [9] Santos Elton J.G., Kaxiras E. Electric-field dependence of the effective dielectric constant in graphene. *Nano Lett.*, 2013, vol. 13, no. 3, pp. 898-902.
- [10] Abramov I.I., Baranoff A.L., Goncharenko I.A., Kolomejtseva N.V., Bely Y.L., Shcherbakova I.Y. A nanoelectronic device simulation software system NANODEV: New opportunities. *Proc. of SPIE*, 2010, vol. 7521, pp. 75211E-1 - 11.
- [11] Abramov I. I. [Physics and simulation of various micro- and nanoelectronic devices]. *Doklady BSUIR*, 2014, no. 2, pp. 32 - 42. (in Russian).

Acknowledgements

The paper is based on the research results, which were performed in the framework of the State Programme of Scientific Research of the Republic of Belarus “Functional and composite materials, nanomaterials” (“Nanotech”).

About the impedance conditions in metal nanowires

^{1,2}Davidovich M.V.

¹Saratov State University,
Astrakhanskaya, 83, Saratov, 410012, Russia

²Saratov Branch of IRE RAS,
Zelenaya, 38, Saratov 410019, Russia
davidovichmv@info.sgu.ru

Abstract: In the framework of the Landauer-Datta-Lundstrom approach the formulas for the conductivity of metallic nanowires of finite width and thickness, as well as films of finite thickness are obtained, turning into well-known limit cases. To assess the number of modes of the conductance of quantum wires with finite transverse dimensions we proposed approximate forms of the potential distribution and functionals for the solution of the corresponding Schrödinger equation. The numerical estimation of the number of energy levels is performed. The problem of Sommerfeld-Zenneck wave along rectangular wire, which at high frequencies goes into the surface plasmon, is considered.

Keywords: Landauer-Datta-Lundstrom approach, conductivity, Schrödinger equation, Sommerfeld-Zenneck wave, plasmons.

Об импедансных условиях в металлических нанопроводах

^{1,2}Давидович М.В.

¹Саратовский государственный университет
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Российская Федерация

²Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН,
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Российская Федерация
davidovichmv@info.sgu.ru

Аннотация: В рамках модели Ландауэра-Датты-Лундстрёма получены приближенные формулы для проводимости металлических нанопроволок конечной ширины и толщины, а также пленок конечной толщины, переходящие в известные предельные случаи. Для оценки числа мод проводимости квантовых проволок с конечными поперечными размерами предложены приближенные формы распределения потенциала и функционалы для решения соответствующего уравнения Шрёдингера. Проведена численная оценка числа энергетических уровней и мод проводимости. Рассмотрено решение задачи о волне Зоммерфельда-Ценнека в

прямоугольном проводе, которая на высоких частотах переходит в поверхностный плазмон.

Ключевые слова: Ландауэра-Датты-Лундстрема модель, проводимость, волна Зоммерфельда-Ценнека, плазмоны.

1. Introduction

Thin metal, semiconductor, and other conductive structures in the form of wires of different shapes, including ribbon (strip) with width w and thickness t , are widely used in wire metamaterials (wire media) [1–3], hyperbolic metamaterials (HMM) [3, 4], diffraction gratings, two-dimensional (2D) and three-dimensional (3D) photonic crystals (PC), nanotransistors [5], etc. In these structures it is necessary to know the impedance as a function of size. Theory of conductivity Drude applicable for degenerate metals ($k_B T \ll E_F$) and large compared with the free path length (FPL) sizes of conductors, becomes ill is applicable for quantum wires and belts [6–8]. A rigorous analysis requires the solution of problems in quantum mechanics, electrodynamics and nonequilibrium statistical mechanics, so this kind of problems are solved by approximate methods such as the formalism of green-Kubo, model Landauer-Datta-Lundstrom (LDL) [6–8], and transport Boltzmann equation in the approximation of relaxation time, Bhatnagar-gross-Krook [9], and many others. The conductivity of the nanostructures is determined based on the number of modes of conductivity [6–8], which in turn is evaluated on the number placed on the structure of waves of de Broglie. The work purpose is the consideration of the impedance characteristics of metal wires of small cross-dimensions w , t and thin metal films in the framework of the transport model of LDL. The emphasis is on obtaining simple analytical expression and the exact determination of the number of modes of conductivity.

2. Approximations for conductors of finite dimensions

The concept of ballistic resistance for the conductor of any dimension d and length L can be written as $R = R_B(L + \lambda) / \lambda = \rho_d(L + \lambda) \{1, w^{-1}, (wt)^{-1}\}$. The values in curly brackets correspond to dimensions $d=1, 2, 3$. This means recording through the resistivity ρ_d and inverse conductivity $\sigma_d^{-1} = \{1, w, wt\} / (G_B \lambda)$. Here equality for braces determines the physical dimension of specific values for the conductors of dimensions d . At small sizes the ratio of nonlinear depends on the size (quantized), but they are very convenient for specific and linear parameters and surface impedance in electromagnetic device analysis because of ease.

Chipboard massive conductor in the Drude theory is defined as $\lambda_0 = \bar{v}\tau$, where $\bar{v}$ is the average speed, τ is the momentum relaxation time mean (free path), i.e. the probability of scattering per unit time with a complete loss of direction when speed is sent after a collision in a random way. FPL depends on how determined the average speed. The motion of carriers along the z -axis $\bar{v} = \langle |v_z| \rangle$ in the average energy, by introducing in the theory of random walks the diffusion coefficient $\bar{D} = \langle v_z^2 \tau \rangle$, it is possible to determine the conductivity of 3D conductor as [8] $\sigma = \sigma_3 = q^2 \bar{D} d_{EF} = q^2 \bar{D} D_d(E_F) / (Lwt)$, where d_{EF} is the density of states at the Fermi surface, $D_d(E)dE$ is the number of energy states in the interval dE . This formula is obtained by averaging energy in the case of degeneration. In the general case it is necessary to average the energy function $-\partial f_0 / \partial E$, where the equilibrium function of Fermi-Dirac f_0 is denoted. In the case of small non-equilibrium length L of the conductor included between two conductors in equilibrium with electrochemical potentials μ_1 and μ_2 it should be averaged with the function $f_1(E) - f_2(E)$. A generalization to any dimension [8]

$$\sigma_d = q^2 \bar{D} g_d = \frac{q^2 \bar{D} D_d}{L} \left\{ 1; \frac{1}{w}; \frac{1}{wt} \right\}, \quad g_d = \frac{D_d}{L} \left\{ 1; \frac{1}{w}; \frac{1}{wt} \right\}. \quad (1)$$

Introducing the dispersion law $E(\mathbf{p})$, we obtain the conductivity tensor. Next, consider the isotropic dependence $E(p)$. The averaging over angles (directions given ballistic motion) yields [8] $\langle |v_z(E)| \rangle = v(E)$, $\langle v_z^2(E) \rangle = v^2(E)$ for a 1D, $\langle |v_z(E)| \rangle = 2v(E)/\pi$, $\langle v_z^2(E) \rangle = v^2(E)/2$ for 2D, and $\langle |v_z(E)| \rangle = v(E)/2$, $\langle v_z^2(E) \rangle = v^2(E)/3$ for 3D conductors that is to be written as $\langle |v_z| \rangle = \bar{v} \{1; 2/\pi; 1/2\}$, $\bar{D} = \langle \bar{v}_z^2 \tau \rangle = \bar{v}^2 \tau \{1; 1/2; 1/3\}$. Using the definition $\lambda = 2\bar{D} / \langle |v_z| \rangle$ we obtain $\lambda = \bar{v} \tau \{2; \pi/2; 4/3\}$.

Generalize the relations for the case of a conductor of rectangular cross section so that was a coincidence when the degeneracy in 2D and 1D conductors:

$$\lambda = \lambda_0 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_0 + w} + \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + t} \right) \right\}, \quad (2)$$

$$R = R_B \frac{L + \lambda}{\lambda} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_0 + w} + \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + t} \right) + (2 - \exp(-w/\lambda_0) - \exp(-t/\lambda_0)) \right\}. \quad (3)$$

Here $\lambda_0 = \bar{v}\tau$, $R_B = R_{B1} = 2L / (q^2 D \bar{v})$ is the ballistic resistance. From (2) for any d it follows: $\lambda_1 = \lambda_0$ (if $w=t=0$), $\lambda_2 = \lambda_0(1.5 + \lambda_0/w)$ (if $t=0$, $w \gg \lambda_0$), which approximately corresponds to $\pi\lambda_0/2$ as well $\lambda_3 = \lambda_0$. The relation (3) corresponds to a restricted volume conductor. For 1D conductor we have $R = R_B(L + \lambda)/\lambda$, for 2D

conductor $R = (3/2)R_B(L + \lambda)/\lambda$, for 3D $R = 2R_B(L + \lambda)/\lambda$, which agrees well with the definition of ballistic conduction [8]:

$$G_{Bd} = q^2 D_d \bar{v} (2L)^{-1} \{1, 2/\pi, 1/2\}. \quad (4)$$

In the case of small compared to particleboard transverse dimensions for the quantum wires we have

$$R = R_B \lambda^{-1} (L + \lambda) \left\{ 1 - (w/\lambda_0 + t/\lambda_0)/2 - \left((w/\lambda_0)^2 + (t/\lambda_0)^2 \right) \right\}. \quad (5)$$

Quantum wire can be regarded as the axial currents with a linear impedance $\rho_l = R/L \approx R_B$ and boundary conditions should be imposed on the surface in the form $\mathbf{J}_s = \sigma_s \mathbf{E}_s$ where the index S refers to the surface current density, surface conductivity and tangential electric field. Here we have the resistivity $\rho = \rho_l w t$:

$$\rho = R_B w t (L \lambda)^{-1} (L + \lambda) \left\{ 1 - (w/\lambda_0 + t/\lambda_0)/2 - \left((w/\lambda_0)^2 + (t/\lambda_0)^2 \right) \right\}. \quad (6)$$

Determining the specific surface conductivity as $\sigma_s = \sigma/t$ it is obtained

$$\sigma_s = \frac{G_B \lambda L / 2}{(L + \lambda)(w + t) \left[1 - (w/\lambda_0 + t/\lambda_0)/2 - \left((w/\lambda_0)^2 + (t/\lambda_0)^2 \right) \right]}. \quad (7)$$

It should be added the inductive part to resistance, i.e. to take $Z = R + i\omega(L_G + L_K)$ where we have introduced the geometric and kinetic inductance:

$$L_G = \frac{\mu_0 L}{2\pi} \ln \left(\frac{2L}{w + t} + 1/2 \right), \quad L_K = \frac{m_e L}{e^2 n_e w t} \frac{\lambda}{\lambda + L}. \quad (8)$$

3. Conductivity, the number of modes and energy levels

Ballistic conductance is proportional to the number of modes $M_d \sim D_d/L$ [8] $G_{Bd} = q^2 M_d/h$, and the number of modes is determined by the density of states D_d . For wide and thick conductors it is natural to assume that the number of modes proportional to wt . For the number of modes with momentum less than some value p , the are well-known expressions

$$M_d(p) = \left[1, \frac{2t}{h/p}, \frac{\pi w t}{(h/p)^2} \right]. \quad (9)$$

$D_d(E) = dp(E)/dE p^{d-1} dh^{-d} \{2L, \pi L t, 4\pi L w t/3\}$. The conductivity of the nanowire is [8]

$$G(L) = \frac{2q^2}{h} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda(E)}{\lambda(E) + L} M_d(E) \frac{-\partial f_0(E)}{\partial E} dE.$$

For the film of thickness t due to quantization, the dispersion takes the form $E(p) = E_{n_x} + (p_z^2 + p_y^2)/(2m_e)$. For tape with dimensions w, t we have $E(p) = E_n + p_z^2/(2m_e)$ where E_n is energy levels in a 2D potential well described by multiindex $n = (n_x, n_y)$. In 2D infinitely deep pit of infinite number counted from

the bottom are $E_n = (\pi\hbar)^2 \left((n_x/t)^2 + (n_y/w)^2 \right) / (2m_e)$. For the end of the pit is a very approximate model. In Fig. 1 shows the distribution of energies of an electron in the pit for the film conductor of thickness t with planar and non-planar bottom. The maximum value of $E_n = E_F$ defines the Fermi level. Counted from the bottom energy E_F with the work function (WF) W_0 forms a pit with a potential minimum of potential $V_0 = -(E_F + W_0)$. The solution of the Schrodinger equation (SE) for a rectangular pit is known in the form of a transcendental ratio, and for complicated pit we use the method of transfer matrices, leading to the search for the roots of the determinant. Distribution for bottom Fig. 1 is $V(x) = -V_0$ for $|x| \leq t/2$, and $V(x) = -e^2 [16\pi\epsilon_0 (|x| - t/2 + a)]^{-1}$ for $|x| > t/2$.

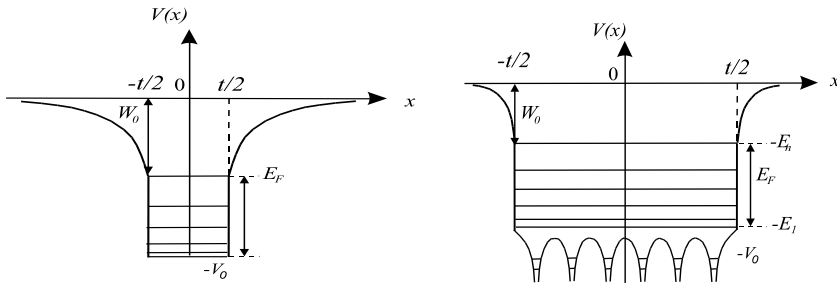


Fig. 1. Schematic view of energy levels and potential well with flat bottom for metal film thickness t (left) and the same pit with the energy levels, taking into account the quasi-periodic structure of atoms (right).

Рис. 1. Схематический вид энергетических уровней и потенциальной ямы с плоским дном для металлической пленки толщины t (слева) и аналогичной ямы с энергетическими уровнями с учетом квазипериодической структуры атомов (справа)

Fig. 2 shows the results of the impact of the dislocation in 1D quasiperiodic pit bottom and was given the dependence of the number of levels from the 1D width of the pit Fig. 1 with barriers and steep walls. It contains the results of the evaluation of the number of levels based on the number of waves of de Broglie. They can be considered identical if the number of stacked waves de Broglie round in a big way. Non-monotonic dependence can be explained step-wise approximation barrier. The barrier was approximated by twelve steps, the approximation accuracy was 7%, and the width of the barrier was equal to $12a$. Consideration of the barrier leads to a significant increase in the levels, some of which can be interpreted as surface states. 2D and 3D SE was solved on the basis of minimization of functional $E = (\Psi, \hat{E}\Psi) / (\Psi, \Psi)$ using the expansions of Ψ in 2D and 3D rows. The results obtained are used to obtain the plasma frequency of nanowires and determination of the dynamic impedance.

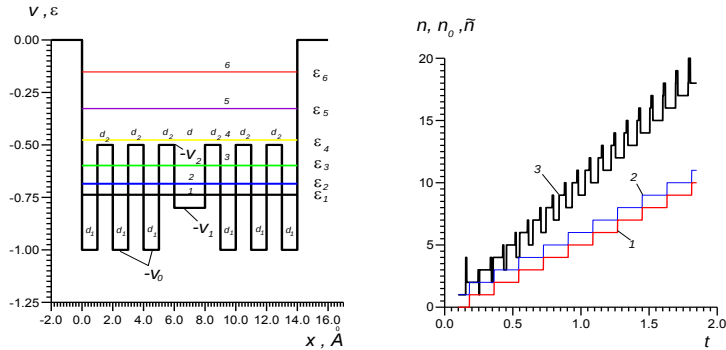


Fig. 2. Normalized energy levels and configuration of the potential for the potential well with five periods of d with $2d$ dislocation when $d_1=d_2=d=1\text{Å}$, $-v_0=1$, $v_1=0.8$, $v_2=0.5$ (left) and the number of energy levels n , n_0 and $\tilde{n}$ in 2D pit with a flat bottom, depending on the width of t (nm). Curve 1 is the number of half de Broglie, 2 – hole, with sharp walls, 3 – hole with two barriers

Fig. 1. The depth of the well $V_0=11.46\text{ eV}$, $WF=4.36\text{ eV}$.

Рис. 2. Нормированные энергетические уровни и конфигурация потенциала для потенциальной ямы с пятью периодами d с дислокацией $2d$ при $d_1=d_2=d=1\text{Å}$, $-v_0=1$, $-v_1=0.8$, $-v_2=0.5$ (слева) и числа энергетических уровней n , n_0 и $\tilde{n}$ в двумерной яме с плоским дном в зависимости от ширины t (нм). Кривая 1 – число полувольт де-Бройля, 2 – яма с резкими стенками, 3 – яма с двумя барьерами рис. 1. Глубина ямы $V_0=11.46\text{ эВ}$, $WF=4.36\text{ эВ}$

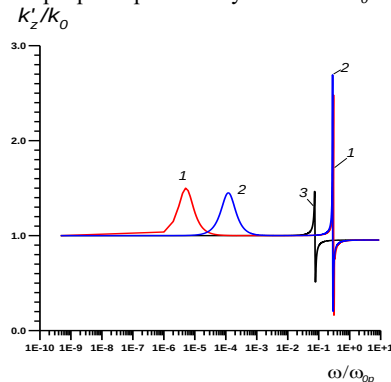


Fig. 3. Slowing to a square copper wire with nm (curve 1), nm (2) nm (3). The bars indicate the real part.

Рис. 3. Замедление $n'_z = k'_z/k_0$ для квадратного медного провода с $t=500\text{ нм}$ (кривая 1), $t=100\text{ нм}$ (2) и $t=5\text{ нм}$ (3). Штрихи означают реальную часть

4. Modeling of wire waveguide

We consider copper nanowire with dimensions $t=w=2d$, $L=20d$, $d=0.3615\text{ nm}$. Take $W_0=4.53$, $E_F=7.04\text{ eV}$. The ionization potential of copper ion is 20.29 eV . The depth of the pit to the offset on the first level is defined as 11.57 eV . Then we get n , ω_p and use the method [3].

References

- [1] Nefedov I.S., Viitanen A.J., Tretyakov S.A. Propagating and evanescent modes in two-dimensional wire media, *Physical Review E*, 2006, vol. 71, pp. 046612(1-10).
- [2] Davidovich M.V., Stephuk J.V., Shilovskii P.A. Electrophysical properties of metallic wire photonic crystals. *Technical Physics*, 2012, vol. 57, no. 3, pp. 320–327.
- [3] Davidovich M.V., Nefedov I.S. Spatiotemporal dispersion and waveguide properties of 2D periodic metallic rod photonic crystals. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2014, vol. 118, no. 5, pp. 673–686.
- [4] Guo Y., Newman W., Cortes C.L., Jacob Z. Applications of hyperbolic metamaterial substrates. *Advances in OptoElectronics*, 2012, vol. 2012, pp. 1–9.
- [5] Lemme M.C., Echtermeyer T.J., Baus M., Kurz H. A Graphene field-effect device, *IEEE Electron Device Letters*, 2007, vol. 28, no. 4, pp. 282–284.
- [6] Landauer R., Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction, *IBM Journal of Research and Development*, 1957, vol. 1, no. 3, pp. 223–231.
- [7] Datta S. *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge: Cambridge University Press, 2001.
- [8] Kruglyak Yu. Landauer-Datta-Lundstrom generalized transport model for nanoelectronics, *Journal of Nanoscience*, 2014, vol. 2014, pp. 1–15.
- [9] Lovat G., Hanson G.W., Araneo R., Burghignoli P. Semiclassical spatially dispersive intraband conductivity tensor and quantum capacitance of graphene, *Phys. Rev.*, 2013, vol. B 87, pp. 115429–11.

Список литературы

- [1] Nefedov I.S., Viitanen A.J., Tretyakov S.A. Propagating and evanescent modes in two-dimensional wire media // *Physical Review E*. 2006. Т. 71. С. 046612(1-10).
- [2] Davidovich M.V., Stephuk J.V., Shilovskii P.A. Electrophysical properties of metallic wire photonic crystals // *Technical Physics*. 2012. Т. 57. № 3. С. 320–327.
- [3] Davidovich M.V., Nefedov I.S. Spatiotemporal dispersion and waveguide properties of 2D periodic metallic rod photonic crystals // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2014. Т. 118. № 5. С. 673–686.
- [4] Guo Y., Newman W., Cortes C.L., Jacob Z. Applications of hyperbolic metamaterial substrates // *Advances in OptoElectronics*. 2012. Т. 2012. С. 1–9.
- [5] Lemme M.C., Echtermeyer T.J., Baus M., Kurz H. A Graphene Field-Effect Device // *IEEE Electron Device Letters*. 2007. Т. 28. № 4. С. 282–284.
- [6] Landauer R., Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction // *IBM Journal of Research and Development*. 1957. Т. 1. № 3. С. 223–231.
- [7] Datta S. *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge: Cambridge University Press, 2001.
- [8] Kruglyak Yu. Landauer-Datta-Lundstrom generalized transport model for nanoelectronics // *Journal of Nanoscience*. 2014. Т. 2014. С. 1–15.
- [9] Lovat G., Hanson G.W., Araneo R., Burghignoli P. Semiclassical spatially dispersive intraband conductivity tensor and quantum capacitance of graphene // *Phys. Rev.* 2013. Т. B 87. С. 115429–11.

Nonlinear electron transport in the GaAs quantum wire under the effect of harmonic external electric field

Borzdov A.V., Borzdov V.M.

Belarusian State University

Minsk, 220030, Belarus

borzdov@bsu.by

Abstract: *The results of the self-consistent ensemble Monte Carlo simulation of electron transport in the one-dimensional electron gas of the GaAs quantum wire under the effect of external harmonic electric field are presented. The efficiency of the higher current harmonics generation is estimated for the temperature $T = 300$ K in the range of applied external electric field frequency $(0.2 \div 1)$ THz.*

Keywords: *GaAs, quantum wire, Monte Carlo method, nonlinear transport.*

Нелинейный перенос электронов в GaAs квантовой проволоке при воздействии внешнего гармонического электрического поля

Борздов А.В., Борздов В.М.

Белорусский государственный университет

г. Минск, 220030, Республика Беларусь

borzdov@bsu.by

Аннотация: *Представлены результаты самосогласованного моделирования многочастичным методом Монте-Карло процессов переноса электронов в квазиодномерном электронном газе GaAs-квантовой проволоки при воздействии внешнего гармонического электрического поля. Проведена оценка эффективности появления высших гармоник тока в проволоке при температуре 300 K в диапазоне частот приложенного внешнего электрического поля $(0.2 \div 1)$ ТГц.*

Ключевые слова: *GaAs, квантовая проволока, метод Монте-Карло, нелинейный перенос.*

1. Введение

Современные технологии позволяют создавать полупроводниковые приборные наноструктуры с квазиодномерным электронным газом, в частности, полевые транзисторы с каналом в виде тонкой квантовой проволоки и затвором, охватывающим всю структуру [1, 2]. Такие приборы являются перспективными для работы на сверхвысоких частотах. В этой связи интерес для изучения представляют переходные и нестационарные процессы, происходящие в структурах с квазиодномерным электронным газом под воздействием внешних периодических электрических полей [3, 4].

В настоящей работе в продолжение работы [5] были исследованы процессы переноса электронов в GaAs/AlAs квантовой проволоке прямоугольного сечения при воздействии внешнего гармонического электрического поля с частотой от 0,2 до 1 ТГц. Моделирование процессов переноса осуществлялось с учетом заселенностей нескольких подзон размерного квантования в проволоке и включало процессы рассеяния электронов на акустических фононах, полярных оптических фононах и шероховатостях границ раздела GaAs/AlAs с учетом столкновительного уширения. Расчеты осуществлялись на основе многочастичного метода Монте-Карло, который зарекомендовал себя как эффективное средство моделирования электрофизических свойств полупроводниковых структур с квазиодномерным электронным газом [6, 7]. Преимуществом метода является возможность включения различных сложных физических факторов, в частности, процессов рассеяния носителей заряда, квантовых эффектов, учета реальной зонной структуры полупроводника и др.

2. Самосогласованный расчет электронных состояний

Моделируемая структура представляла собой квантовую проволоку прямоугольного поперечного сечения с каналом из GaAs размером $10 \times 10 \text{ нм}^2$, окруженную барьерным слоем AlAs толщиной 5 нм и алюминиевым затвором, охватывающим всю структуру [5].

Для расчета электронных состояний в проволоке самосогласованно решалась система уравнений Шредингера и Пуассона. Уравнение Шредингера имеет следующий вид:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \nabla \cdot \left(\frac{1}{m^*(x, y)} \nabla \psi_i(x, y) \right) + V(x, y) \psi_i(x, y) = E_i \psi_i(x, y), \quad (1)$$

где $\hbar$ – постоянная Планка, $m^*(x, y)$ – зависящая от координат эффективная масса электрона, $\psi_i(x, y)$ – огибающая волновой функции электрона в i -й подзоне, E_i – энергия подзоны. $V(x, y)$ – потенциальная энергия, задаваемая следующим выражением:

$$V(x, y) = V_h(x, y) + V_{xc}(x, y) - e\varphi(x, y), \quad (2)$$

где $V_h(x, y)$ – потенциал, описывающий разрыв дна зоны проводимости на границе GaAs и AlAs, $V_{xc}(x, y)$ – потенциал обменно-корреляционного взаимодействия, e – величина элементарного заряда, $\varphi(x, y)$ – электростатический потенциал. В записанных выше выражениях плоскость XY является плоскостью поперечного сечения квантовой проволоки и соответствует плоскости квантования. Свободное движение электронов происходит вдоль оси Z , направленной вдоль канала проволоки. Свободное движение электронов рассматривалось с учетом непараболичности закона дисперсии в зоне проводимости.

Электростатический потенциал находился из решения уравнения Пуассона:

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 \epsilon(x, y) \nabla \varphi(x, y)) = en_e(x, y), \quad (3)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная, $\epsilon(x, y)$ – зависящая от координаты относительная диэлектрическая проницаемость материала. Концентрация электронов $n_e(x, y)$ определялась в соответствии с выражением:

$$n_e(x, y) = \sum_i |\psi_i(x, y)|^2 \int_{E_i}^{\infty} \frac{\sqrt{2m^*(x, y)}}{\pi \hbar \sqrt{E - E_i}} \cdot \frac{dE}{1 + \exp((E - E_f) / k_B T)}, \quad (4)$$

где E_f – энергия Ферми, k_B – постоянная Больцмана, T – температура кристаллической решетки. Уравнения (1)–(3) с учетом концентрации электронов (4) решались самосогласованно. Для решения двумерного уравнения Шредингера применялась процедура, описанная в [8]. Уравнение Пуассона решалось методом последовательной верхней релаксации.

3. Результаты расчетов

Перенос электронов происходил под действием электрического поля, направленного вдоль канала проволоки. Напряженность поля F изменялась во времени по гармоническому закону:

$$F(t) = F_m \sin(2\pi ft), \quad (5)$$

где F_m – амплитуда напряженности поля, f – частота, t – время.

При заданной плотности заряда в канале плотность тока будет пропорциональна величине дрейфовой скорости электронов. Соответственно

временная зависимость плотности тока в структуре будет определяться откликом дрейфовой скорости электронов на приложенное внешнее электрическое поле.

Прежде всего за счет особенностей фоновых процессов рассеяния и перезаселения электронных подзон, перенос электронов в проволоке носит нелинейный характер. В силу этого в зависимости дрейфовой скорости от времени появляются составляющие, соответствующие частотам, кратным основной частоте f . Это обстоятельство может быть использовано для генерации колебаний с частотами, кратными основной. Эффективность генерации кратных гармоник I_k относительно основной I_1 , может быть оценена по следующей формуле [9, 10]:

$$\frac{I_k}{I_1} = \frac{1}{k^2} \frac{a_k^2}{a_1^2}, \quad (6)$$

где a_k – коэффициенты разложения в ряд Фурье зависимости дрейфовой скорости электронов от времени.

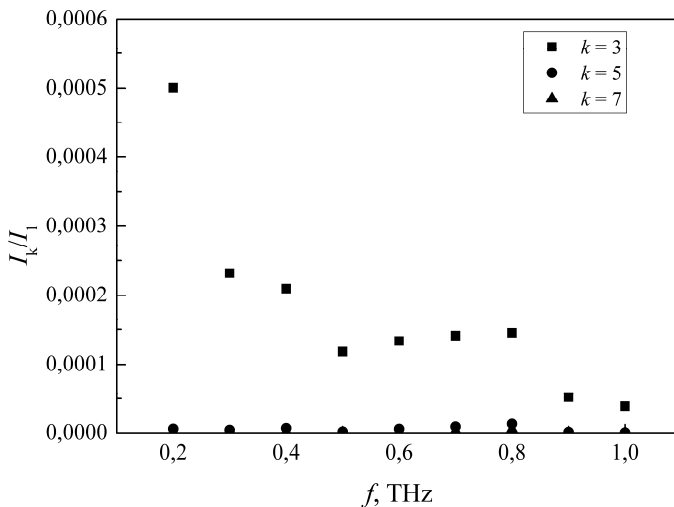


Рис. 1. Эффективность генерации кратных гармоник в структуре для электрического поля с амплитудой напряженности $F_m = 10^5$ В/м.

Fig. 1. Harmonic generation efficiency in the structure for the electric field strength with the amplitude $F_m = 10^5$ V/m

На рисунке 1 представлены рассчитанные по формуле (6) зависимости эффективностей генерации трех кратных гармоник в структуре от час-

тоты приложенного электрического поля. Амплитуда напряженности поля $F_m = 10^5$ В/м, температура моделирования $T = 300$ К. В процедуре Монте-Карло учитывались заселенности 8 электронных подзон.

В спектре присутствуют только нечетные гармоники, поскольку в напряженности электрического поля (5) отсутствует постоянная составляющая. Как видно из рисунка, эффективности генерации гармоник выше третьей весьма малы по сравнению с эффективностью данной гармоники. Зависимость эффективности от частоты имеет немонотонный характер. Так, в рассмотренном диапазоне частот наблюдается локальный максимум эффективности при частоте 0,8 ТГц. По-видимому, немонотонность в данной зависимости может быть обусловлена прежде всего процессами перезаселения электронных подзон в проволоке за счет процессов рассеяния.

4. Заключение

В настоящей работе проведено самосогласованное моделирование на основе многочастичного метода Монте-Карло процессов переноса электронов в тонкой GaAs/AlAs квантовой проволоке при воздействии внешнего гармонического электрического поля при температуре 300 К. Показано, что ввиду особенностей рассеяния электронов и перезаселения электронных подзон в проволоке процессы переноса имеют нелинейный характер, что может быть использовано для генерации колебаний с частотами, кратными основной частоте внешнего поля. Проведена оценка эффективности генерации нескольких кратных гармоник в такой структуре для диапазона частот внешнего поля от 0,2 до 1 ТГц.

Список литературы

- [1] Sasaki S., Tateno K., Zhang G., Suominen H., Harada Y., Saito S., Fujiwara A., Sogawa T. and Muraki K. Encapsulated gate-all-around InAs nanowire field-effect transistors // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. P. 213502-1-213502-5.
- [2] Zhang C., Choi W., Mohseni P.K. and Li X. InAs planar nanowire gate-all-around MOSFETs on GaAs substrates by selective lateral epitaxy // *IEEE Electron Device Lett.* 2015. V. 36. No. 7. P. 663-665.
- [3] Pozdnyakov D., Borzdov A., Borzdov V., Komarov F. Modelling of non-stationary electron transport in semiconductor nanowires and carbon nanotubes // *Proc. SPIE.* 2008. V. 7025. P. 70251S-1-70251S-9.
- [4] Pozdnyakov D., Borzdov A., Borzdov V., Labunov V. Calculation of electrophysical parameters of thin undoped GaAs-in-Al₂O₃ quantum nanowires and single-wall armchair carbon nanotubes // *Proc. SPIE.* 2010. V. 7521. P. 75210S-1-75210S-9.
- [5] Borzdov A.V., Borzdov V.M., V'yurkov V.V. Ensemble Monte Carlo simulation of electron transport in GaAs/AlAs quantum wire structure under the effect of terahertz electric field // *Proc. SPIE.* 2016. V. 10224. P. 102240W-1- 102240W-6.

- [6] Briggs S., Leburton J.-P. Size effects in multisubband quantum wire structures // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 38. No. 12. P. 8163-8170.
- [7] Hess K. (ed.). Monte Carlo device simulation: full band and beyond. Boston/Dordrecht/London: Kluwer Academic Publishers, 1991. P. 191-218.
- [8] Jovanovic D., Leburton J.-P. Self-consistent analysis of single-electron charging effects in quantum-dot nanostructures // *Phys. Rev. B*. 1994. V. 49. No. 11. P. 7474-7483.
- [9] Persano Adorno D., Zarcone M., and Ferrante G. Monte Carlo simulation of harmonic generation in InP // *Laser and Particle Beams*. 2001. V. 19. P. 81-84.
- [10] Persano Adorno D., Ferrante G., Zarcone M. Generation of even harmonics of sub-THz radiation in bulk GaAs in the presence of a static electric field // *J. Comput. Electron.* 2007. No. 6. P. 31-34.

References

- [1] Sasaki S., Tatenko K., Zhang G., Suominen H., Harada Y., Saito S., Fujiwara A., Sogawa T. and Muraki K. Encapsulated gate-all-around InAs nanowire field-effect transistors // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. P. 213502-1-213502-5.
- [2] Zhang C., Choi W., Mohseni P.K. and Li X. InAs planar nanowire gate-all-around MOSFETs on GaAs substrates by selective lateral epitaxy // *IEEE Electron Device Lett.* 2015. V. 36. No. 7. P. 663-665.
- [3] Pozdnyakov D., Borzdov A., Borzdov V., Komarov F. Modelling of non-stationary electron transport in semiconductor nanowires and carbon nanotubes // *Proc. SPIE*. 2008. V. 7025. P. 70251S-1-70251S-9.
- [4] Pozdnyakov D., Borzdov A., Borzdov V., Labunov V. Calculation of electrophysical parameters of thin undoped GaAs-in-Al₂O₃ quantum nanowires and single-wall armchair carbon nanotubes // *Proc. SPIE*. 2010. V. 7521. P. 75210S-1-75210S-9.
- [5] Borzdov A.V., Borzdov V.M., V'yurkov V.V. Ensemble Monte Carlo simulation of electron transport in GaAs/AlAs quantum wire structure under the effect of terahertz electric field // *Proc. SPIE*. 2016. V. 10224. P. 102240W-1- 102240W-6.
- [6] Briggs S., Leburton J.-P. Size effects in multisubband quantum wire structures // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 38. No. 12. P. 8163-8170.
- [7] Hess K. (ed.). Monte Carlo device simulation: full band and beyond. Boston/Dordrecht/London: Kluwer Academic Publishers, 1991. P. 191-218.
- [8] Jovanovic D., Leburton J.-P. Self-consistent analysis of single-electron charging effects in quantum-dot nanostructures // *Phys. Rev. B*. 1994. V. 49. No. 11. P. 7474-7483.
- [9] Persano Adorno D., Zarcone M., and Ferrante G. Monte Carlo simulation of harmonic generation in InP // *Laser and Particle Beams*. 2001. V. 19. P. 81-84.
- [10] Persano Adorno D., Ferrante G., Zarcone M. Generation of even harmonics of sub-THz radiation in bulk GaAs in the presence of a static electric field // *J. Comput. Electron.* 2007. No. 6. P. 31-34.

Подписано в печать 11.11.2017
Формат 32×45/4. Условн. печ. л. 20,01
Уч.-изд. л. 19,7. Зак. 4566/4. Тир. 100

Отпечатано в типогр. Printex
ул. Кулакова, 59, оф. А, Севастополь, 299011
Тел.: +7 8692 464 744