

Труды XXVIII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ЭЛЕКТРОНИКА»**

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

ВЛИЯНИЕ ОСТАТОЧНОГО ВОДОРОДА НА ТРАНСФОРМАЦИЮ ЗАРЯДОВЫХ СОСТОЯНИЙ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЯХ СТРУКТУР «КРЕМНИЙ НА ИЗОЛЯТОРЕ» ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ

Н.Д. Абросимова¹⁾, А.С. Пузанов^{1, 2)}, В.К. Большакова²⁾, А.Г. Гаранин³⁾,
М.Н. Дроздов⁴⁾, П.А. Юнин⁴⁾, С.В. Оболенский²⁾

¹⁾ ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ НГТУ

⁴⁾ ИФМ РАН

Введение

Применение структур «кремний на изоляторе» позволяет исключить ряд эффектов, характерных для объемного кремния, за счет отделения основного объема подложки от приборного слоя. Но остаточный водород, присутствующий в таких структурах, может взаимодействовать с другими примесями и образовывать электрически активные метастабильные комплексы и влиять на электрофизические характеристики элементов интегральных схем, расположенных в приборном слое. Водород является быстро диффундирующей примесью, и данные о его коэффициенте диффузии, приводимые в различных источниках, могут существенно отличаться [1-2]. Кроме того, его присутствие может изменять скорость диффузии других примесей, в частности углерода, кислорода, металлов и др., а также носителей заряда. Водород также может принимать активное участие в допороговом дефектообразовании, особенно в структурах, имеющих протяженные дефекты или границы раздела. Однако в настоящее время недостаточно исследовано влияние водорода на время восстановления электрофизических характеристик структур МДП на основе кремния, в частности КНИ МДП структур, после воздействия ионизирующих излучений.

Объекты и методы исследований

Исследовались структуры «кремний на изоляторе», изготовленные по технологии водородного переноса [3], с различными дозами имплантации водорода для расщепления. Приборный слой и подложка имели р-тип проводимости и кристаллографическую ориентацию <100>. Толщины приборного слоя и скрытого диэлектрика составляли 200 нм. Электрофизические характеристики и параметры микрорельефа структур, облученных гамма-излучением (обозначены с индексом U), сравнивались с характеристиками структур, облученных гамма-нейтронным излучением (обозначены индексом R), и сопоставлялись с характеристиками контрольных образцов (индекс N). Большее число перед буквенным индексом соответствует большей дозе имплантации водорода. Подвижности электронов и дырок определялись методом псевдо-МДП транзистора [4-6]. Фиксированный заряд и плотность поверхностных состояний на границе скрытого диэлектрика и приборного слоя определялись методами ВЧ ВФХ и псевдо-МДП транзистора [6]. Погрешность определения подвижности не превышала 0,3%, плотности фиксированного заряда 1×10^9 см⁻², плотности поверхностных состояний 1×10^{10} эВ⁻¹см⁻². Исследования кристаллического качества, толщин слоев и ширин интерфейсов в

структурах КНИ оценивалось методами рентгеновской дифракции (РД) и малоугловой рентгеновской рефлектометрии (МУР) на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover. Измерения профиля водорода проводились методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5 фирмы IONTOF с времяпролетным масс-анализатором. Концентрация водорода определялась в соответствии с методикой, изложенной в [7]. Анализ содержания других примесей проводился в соответствии с [8, 9]. Использовалось оборудование ЦКП ИФМ РАН.

Результаты и обсуждение

Фиксированный заряд в диэлектрике, как видно из рисунка 1, имеет отрицательный знак для всех структур, не подвергавшихся воздействию. Максимальный отрицательный заряд – в структурах с дозой водорода 1, минимальный – в структурах с дозой 6. Подвижность электронов в образцах, не подвергавшихся воздействию ионизирующих излучений, как видно из рисунка 2, хуже для структуры с дозой водорода 3, для нее же получена наибольшая плотность поверхностных состояний. Поскольку для данного типа структур профиль водорода смещен вглубь диэлектрика, оборванные связи не пассивированы, что и объясняет высокое значение для плотности поверхностных состояний. Подвижность дырок после гамма-нейтронного воздействия восстанавливается хуже, чем после воздействия гамма-излучения. Значения подвижности дырок

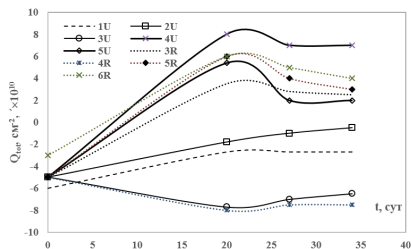


Рис. 1

выше в структурах с дозой водорода 5.

Из данных рентгеновской дифрактометрии, представленных на рисунке 3, видно, что контраст толщинных осцилляций для облученных гамма-излучением образцов лучше, чем для контрольных, что свидетельствует о небольшом улучшении кристаллического качества структур в результате облучения и последующей релаксации при нормальных условиях. Для гамма-нейтронного излучения такого явного эффекта не наблюдается. Можно предположить, что в облученных структурах проходит мягкий пострадиационный отжиг, который приводит к улучшению характеристик интерфейсов между слоями, что наиболее заметно проявляется для

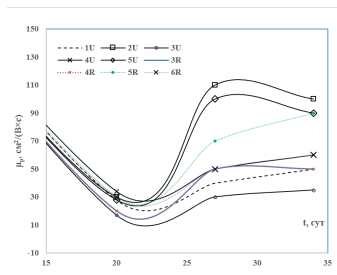


Рис. 2

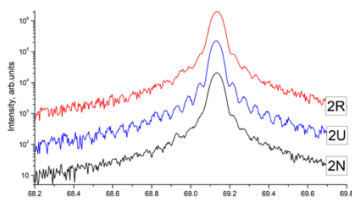


Рис. 3

образцов, подвергшихся воздействию гамма-излучения. Аналогичный эффект наблюдался и для интерфейса диэлектрик/подложка по результатам малоугловой рефлектометрии.

Табл.

Образец, интерфейс		H, см ⁻³	C, отн. ед.	O, отн. ед.	F, отн. ед.	SiN, отн. ед.
#2N	Si/SiO ₂	2·10 ¹⁹	6	29800	20	395
	SiO ₂ /substrate	7.7·10 ¹⁹	32	23000	230	5170
#2R	Si/SiO ₂	1·10 ¹⁹	5	18000	26	350
	SiO ₂ /substrate	6.5·10 ¹⁹	40	13000	520	5800
#2U	Si/SiO ₂	2·10 ¹⁹	7	27300	27	380
	SiO ₂ /substrate	6.7·10 ¹⁹	36	18000	305	6300
#3N	Si/SiO ₂	2.5·10 ¹⁹	8	20300	12	430
	SiO ₂ /substrate	9·10 ¹⁹	49	12000	230	6500
#3R	Si/SiO ₂	1.8·10 ¹⁹	9	18400	13	418
	SiO ₂ /substrate	6.9·10 ¹⁹	45	13500	225	6250
#3U	Si/SiO ₂	1.8·10 ¹⁹	9	22500	20	440
	SiO ₂ /substrate	8.7·10 ¹⁹	39	14000	360	6300
#4N	Si/SiO ₂	1.8·10 ¹⁹	8	29400	12	430
	SiO ₂ /substrate	6.8·10 ¹⁹	36	22000	220	6200
#4R	Si/SiO ₂	1.7·10 ¹⁹	8	21000	20	400
	SiO ₂ /substrate	6.9·10 ¹⁹	45	13000	450	6000
#4U	Si/SiO ₂	1.2·10 ¹⁹	10	25000	16	400
	SiO ₂ /substrate	8.1·10 ¹⁹	45	15000	225	6400
#5N	Si/SiO ₂	1·10 ¹⁹	9	27000	16	400
	SiO ₂ /substrate	6.6·10 ¹⁹	40	20000	195	5900
#5R	Si/SiO ₂	2·10 ¹⁹	7	22000	15	380
	SiO ₂ /substrate	7.2·10 ¹⁹	38	14000	215	6040
#5U	Si/SiO ₂	1.8·10 ¹⁹	7	23000	30	390
	SiO ₂ /substrate	8.5·10 ¹⁹	42	15400	410	5800

Из таблицы видно, что в исследуемых образцах после всех видов воздействий уменьшилось содержание кислорода, что может свидетельствовать об уплотнении скрытого диэлектрика. У границы скрытого диэлектрика с подложкой после воздействия гамма-нейтронного излучения содержание кислорода меньше, чем после воздействия гамма-излучения. У границы срачивания в образцах типа 2 и 3 на глубине ≈230 нм имеется область, обогащенная кислородом, т. е. в образцах с дозами водорода 2 и 3 после воздействия гамма-нейтронного излучения произошло перераспределение кислорода.

На границе с приборным слоем в структурах, не подвергавшихся воздействию азота по линии SiN больше в образцах типа 3 и 4, чем в образцах с дозами водорода 2 и 5. Максимумы пиков расположены на одной глубине. После воздействия гамма-нейтронного излучения соотношение интенсивностей не изменяется, но для образцов с

дозами водорода 2 и 3 произошло смещение по глубине в сторону приборного слоя. После воздействия гама-излучения нет различий интенсивностей азота по линии SiN.

Подвижность, как электронов, так и дырок, меньше для тех структур и воздействий, для которых больше содержание азота. Для структур 1, 2 и 3 заряд остается отрицательным после воздействия гамма-излучения, для структур 4 и 5 стал положительным. После гамма-нейтронного воздействия отрицательным остается заряд для структуры 4, обусловленный, вероятнее всего, перераспределением ионов фтора. Самый большой положительный заряд там, где произошло перераспределение кислорода. Плотность поверхностных состояний выше там, где больше содержание углерода. Восстановления исходных значений после воздействия не происходит. Можно сделать вывод, что примесно-дефектная система структур КНИ имеет сложный состав, и для определения оптимальной для лучшей релаксации дозы водорода необходимо также анализировать поведение других примесей, в частности азота, углерода и фтора. Релаксационные зависимости аппроксимируются полиномами второй и третьей степеней.

Заключение

Комплексные исследования примесно-дефектного состава методами ИК-спектроскопии, рентгеновской дифракто- и рефлектометрии, ВИМС в сочетании с исследованием электрофизических характеристик пластин показали, что влияние дозы водорода на характер релаксации электрофизических и структурно-чувствительных свойств структур КНИ не является линейным или монотонным. Примесно-дефектная система структур КНИ имеет сложный состав, и для определения оптимальной для лучшей релаксации дозы водорода необходимо также анализировать поведение других примесей, в частности, азота, углерода и фтора. Примесный состав в большей степени влияет на параметры структур после воздействия рентгеновского [29-32] или гамма-излучений, чем после нейтронного. Значения подвижности и плотности поверхностных состояний не восстанавливаются после импульсных гамма- и нейтронного воздействий, но значения лучше для пластин с меньшей дозой имплантации водорода.

- [1] Finc D.J. // Appl. Phys. 1995. Vol. A 61, No. 2. P. 381.
- [2] Talanin V.I. // Can. J. Phys. 2007. Vol. 25, No. 12. P. 1459.
- [3] Попов В.П. // ФТП. 2001. Т. 35, №. 9. С. 1075.
- [4] Cristoloveanu S., Li S.S. Electrical Characterization of Silicon-On-Insulator Materials and Devices. Kluwer Academic Publishers. 1995.
- [5] Colinge J.P. Silicon-On-Insulator Technology: Materials to VLSI. Kluwer Academic Publishers. 1997. 223 p.
- [6] Schroder D.K. Semiconductor Material and Device Characterization. John Wiley & Sons, Inc. 1990. 721 p.
- [7] Абросимова Н.Д. // ЖТФ. 2020. Т. 90, №. 11. С. 1850.
- [8] Wilson R.G. // International Journal of Mass-Spectrometry and Ion Processes. 1995. Vol. 143. P. 43.
- [9] Wilson R.G., Zavada J.M. // Materials Science and Engineering R. 2012. Vol. 73. P. 101.

ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНИЗАЦИОННОЙ РЕАКЦИИ ИЗДЕЛИЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УСТАНОВКИ НА ОСНОВЕ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА

В.В. Бибикова, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Общие положения

Основным методом определения стойкости интегральных схем (ИС) к воздействию тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) космического пространства (КП) в настоящее время остается проведение испытаний с применением ускорителей ионов и протонов. С помощью ускорителей мы имеем возможность воздействовать моноэнергетическим пучком частиц, меняя энергию протонов или линейную потерю энергии (ЛПЭ) ионов. Согласно действующим нормативным документам Роскосмоса требования стойкости для изделий микроэлектроники (ИМЭ) к воздействию ионизирующего излучения КП по одиночным радиационным эффектам (ОРЭ), задаются двумя параметрами: пороговыми ЛПЭ и сечением насыщения. Испытания на ускорителях ионов и протонов это наиболее простой способ получения функции сечения одиночных эффектов. Недостатками данного метода являются высокая стоимость ускорителей, сеансовый режим работы и ограниченный набор вариантов линейных потерь энергии (ЛПЭ) используемых ионов.

Возможность недорогого, удобного и быстрого тестирования для обеспечения заданной стойкости ИС к воздействию ТЗЧ КП предоставляют лазерные установки с ультракороткой (до десятков пикосекунд) длительностью импульса. Данный имитационный метод получил свое развитие в начале 90-х годов прошлого века. [1,2] Он основан на известной возможности ионизации полупроводника фотонами света.

Моделирование воздействия ионов лазерным излучением активно развивалось в России, так как доступ к ускорителям заряженных частиц был ограничен, а лазерное излучение давало возможность имитировать воздействие в широком диапазоне эквивалентных ЛПЭ ионов. Лазерные установки многократно увеличили возможности тестирования изделий микроэлектроники широкой номенклатуры [3-5]. Получаемые с их помощью экспериментальные данные используются не только при проектировании изделий микроэлектроники, но и для развития аналитических [6] и численных [7,8] методов моделирования, учитывающих процессы переноса неравновесных носителей заряда в полупроводниковых элементах при воздействии ТЗЧ КП.

Устройство лазерной установки

Лазерная установка для имитации воздействия ТЗЧ представляет собой сложный аппаратно-программный комплекс, включающий в себя лазерный источник ультракороткой длительности, систему позиционирования исследуемого образца ИС, блок управления на базе персонального компьютера (ПК) и систему функционального контроля. Важной составной частью установки является специализированное программное обеспечение, задачей которого является автоматизация эксперимента.

Программное обеспечение установки реализовано в виде программного ядра, осуществляющего взаимосвязь всех частей установки и предоставляющего

пользовательский интерфейс, а также программного модуля, выполняющего непосредственное взаимодействие с испытываемой микросхемой и определяющего её ионизационную реакцию на лазерные импульсы различных энергий. Рассмотрим алгоритм работы программного модуля, предназначенного для автоматизации исследований различных ИМЭ [9,10].

Программный модуль контроля ОРЭ в ШИМ-контроллерах, преобразователях частоты сигналов и оптоэлектронных парах.

Программа представляет собой созданный в среде LabVIEW проект, осуществляющий настройку запуска осциллографа, входящего в систему функционального контроля лазерной установки, а также считывание и обработку осциллограмм, получаемых

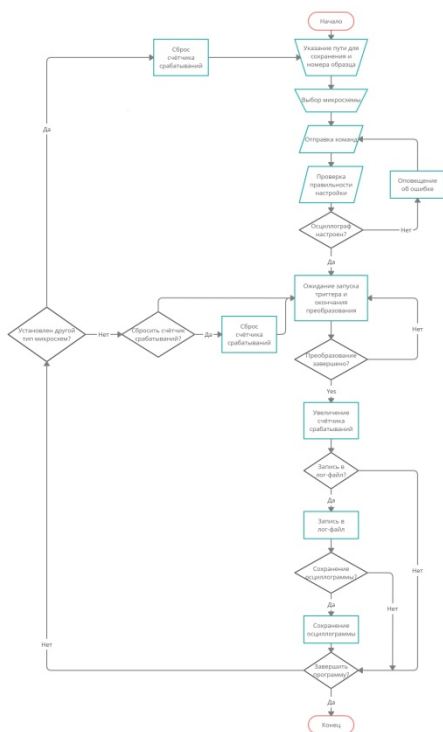


Рис. 1

осциллографом в результате возникновения ОРЭ при воздействии сфокусированного лазерного излучения. Программа предназначена для контроля ОРЭ в микросхемах ШИМ-контроллеров, преобразователей частоты сигналов и полупроводниковой оптопаре с использованием осциллографа Lecroy WaveSurfer 3024ZR при воздействии сфокусированного лазерного излучения. Как видно из блок-схемы, представленной на рис. 1 программа выполняет следующие функции:

- настройка запуска осциллографа для выбранного ИМЭ;
 - контроль правильности настройки запуска;
 - считывание осциллограммы, полученной осциллографом при возникновении ОРЭ;
 - сохранение на ПК необходимой информации о возникновении ОРЭ.
- Настройка запуска осциллографа проводится с использованием интерфейса USB, путём отправки набора команд в соответствии с технической документацией на осциллограф.

Контроль правильности

настройки запуска проводится с использованием интерфейса USB, путём отправки запросов к осциллографу и получения ответа о состоянии настроек. В случае правильности настройки изменяется цвет индикатора правильности настройки на зелёный, активируются элементы управления для дальнейшей работы с программой. В случае отличия текущих настроек осциллографа от задаваемых, цвет индикатора правильности

настройки изменяется на красный, элементы управления для дальнейшей работы блокируются, выводится сообщение об ошибке настройки.

Обработка полученных данных заключается в построении осциллограммы в интерфейсе программы после получения данных от осциллографа.

При возникновении ОРЭ программа имеет возможность сохранения времени срабатывания запуска преобразования, значение счётчика запусков, осциллограммы, полученной в результате запуска.

Для расчетно-экспериментальной оценки значений сечения одиночных эффектов была проведена серия сканирований кристалла микросхемы ШИМ-контроллера, выполненного по кремниевой технологии, сфокусированным лазерным пучком диаметром 30 мкм с различными значениями энергии лазерного импульса длительностью 25 пс. В качестве ОРЭ фиксировался ионизационный отклик в форме кратковременного изменения напряжения на выходе опорного напряжения микросхемы более чем на 100 мВ.

По числу лазерных импульсов, числу ОРЭ и площади кристалла, подверженной лазерному воздействию, определялось сечение ОРЭ по формуле:

$$\sigma_{ОРЭ} = A_{ис} \cdot (0,67 + N_{ОРЭ}) / N_I,$$

где $\sigma_{ОРЭ}$ – сечение ОРЭ в образце микросхемы; $N_{ОРЭ}$ – количество ОРЭ, зарегистрированное при сканировании; $A_{ис}$ – просканированная площадь (площадь кристалла микросхемы); N_I – общее количество импульсов лазерного излучения при сканировании.

Результаты сканирования поверхности кристалла микросхемы ШИМ-контроллера лазерным излучением с диаметром 30 мкм с целью определения сечения ОРЭ представлены в таблице.

Табл.

Энергия ЛИ, нДж	Шаг сканирования, мкм	Количество лазерных импульсов	Количество ОРЭ	Площадь сканирования, см ²	Сечение ОРЭ, см ²
0,4	20	41676	0	1,67E-01	2,68E-06
0,4	20	41676	1	1,67E-01	6,7E-06
0,5	20	41676	3	1,67E-01	1,5E-05
0,7	20	41676	5	1,67E-01	2,3E-05
1,0	20	41676	11	1,67E-01	4,7E-05
1,2	20	41676	18	1,67E-01	7,5E-05
2,0	20	41676	27	1,67E-01	1,1E-04
5,0	20	41676	47	1,67E-01	1,9E-04
10	20	41676	78	1,67E-01	3,1E-04
20	20	41676	128	1,67E-01	5,1E-04
40	20	41676	232	1,67E-01	9,3E-04

Результаты определения сечения ОРЭ ($\sigma_{ОРЭ}$) при различных значениях энергии лазерного излучения узла лазерной установки приведены на рисунке 2.

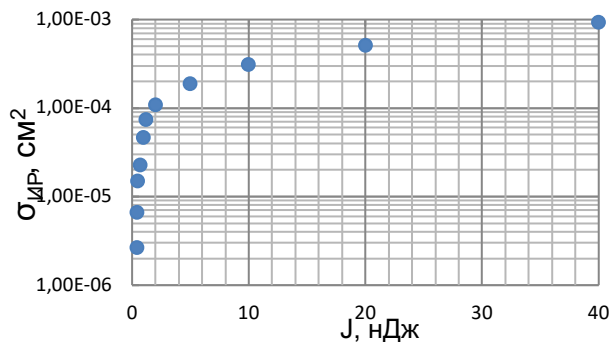


Рис. 2

В результате исследований установлено, что при воздействии лазерного излучения с диаметром 30 мкм возникают ИО в диапазоне энергий лазерного импульса от 0,4 нДж до 40 нДж.

- [1] Melinger J.S., Buchner S., McMorro D. et all // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1994. Vol. 41, No. 6. P. 2574.
- [2] Buchner S., McMorro D., Mellinger J.S. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1996. Vol. 41, No. 6. P. 678.
- [3] Егоров А.Н., Маврицкий О.Б., Чумаков А.И., Никифоров А.Ю., Телец В.А., Печенкин А.А. и др. // Спецтехника и связь. 2011. №. 4-5. С. 8.
- [4] Яненко А.В., Чумаков А.И., Печенкин А.А., Савченков Д.В. и др. // Спецтехника и связь. 2011. №. 4-5. С. 4.
- [5] Маврицкий О.Б., Чумаков А.И., Егоров А.Н., Печенкин А.А., Никифоров А.Ю. // Приборы и техника эксперимента. 2016. №. 5. С. 5.
- [6] Пузанов А.С., Бибилова В.В., Забавичев И.Ю., Кузнецов С.Н., Потехин А.А., Серов С.Д., Оболенский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2023. Вып.3. С. 5
- [7] Пузанов А.С., Бибилова В.В., Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С. и др. // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47, №. 6. С. 51.
- [8] А.С. Пузанов, В.В. Бибилова, И.Ю. Забавичев, Е.С. Оболенская, А.А. Потехин, Е.А. Тарасова, Н.В. Востоков, В.А. Козлов, С.В. Оболенский // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, №. 9. С. 743.
- [9] Цирков А.Н., Бибилова В.В., Лебединская А.Е. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2022664536 от 11.08.2022.
- [10] Егоров А.Ю., Бибилова В.В. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 202268443 от 01.11.2022.

ОСОБЕННОСТИ ИОНИЗАЦИОННОЙ РЕАКЦИИ ИЗДЕЛИЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УСТАНОВКИ НА ОСНОВЕ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА

В.В. Бибикина, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Радиационная стойкость интегральных схем является одним из основных требований, накладываемых на указанные изделия при их использовании в аппаратуре специального, например, космического назначения. Для проведения испытаний интегральных схем используют испытательные установки, генерирующие радиационные излучения. Для реализации условий космического пространства используют ускорители заряженных частиц - электронов, протонов и тяжелых ионов с энергиями до 100 МэВ и более. Использование таких установок достаточно трудоемко, длительно по времени и накладно, поэтому для лабораторных исследований часто используют импульсные лазерные установки, позволяющие реализовать в полупроводниковом материале интегральной схемы сходные процессы ионизации полупроводника, как при попадании быстрых частиц космического пространства. Эти процессы приводят к сбоям в работе схем, которые необходимо анализировать, в том числе предсказывать пороговые уровни сбоя и их частоту, характеризуемую сечением сбоя.

На рисунке приведены результаты испытаний интегральных схем ШИМ контроллера, оперативных запоминающих устройств (ОЗУ) с объемом 4 и 8 Мбит, базового матричного кристалла (БМК) и фотодиода на установке УПЛ, использующей пикосекундный лазер с длиной волны 1064 нм и длительностью импульса 25 пс.

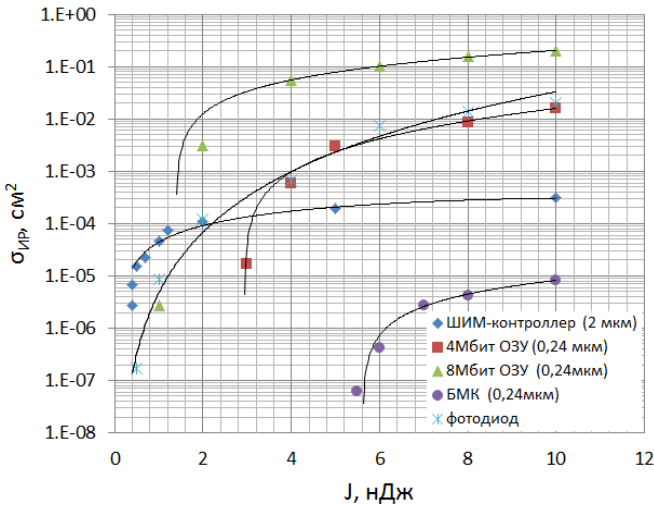


Рис.

Зависимость сечения сбоя исследованных интегральных схем от энергии импульса лазерного излучения испытательной установки. В легенде в микрометрах указаны значения топологических норм, характеризующих технологию изготовления интегральных схем

Для ШИМ контроллера удалось наиболее точно определить пороговый уровень возникновения эффектов сбоя равный 0.4 нДж. Для других схем порог находится в диапазоне от 0.1 до 5 нДж. Хорошо видно, что при увеличении энергии импульса излучения относительно порогового в 2–5 раз происходит насыщение сечения сбоев исследуемых интегральных схем. Такое поведение интегральных схем обычно характерно для излучений космического пространства (тяжелых ионов) [1], т. е. примененный в работе метод испытаний объективен и дает легитимные результаты, что не раз указывалось в научной литературе [2]. Вместе с тем, проведение контрольных испытаний на ускорителе ионов не выявило столь гладких зависимостей сечений сбоев при облучении ионами Ag, Kr, Xe и Bi в диапазоне уровней излучения от 14 до 94 МэВ•см²/мг, хотя на некоторых из исследуемых микросхем сбой были зарегистрированы неоднократно.

Проведение компьютерного моделирования на основе подхода, изложенного в [3] показало, что указанная выше реакция интегральных схем на воздействие ионного излучения может быть связана с малыми по объему чувствительными областями современных интегральных схем. Это приводит к снижению частоты сбоев ИС, регистрируемых на ускорителях, поэтому вероятность наблюдения сбоя за сессию облучения, реализуемую на установке, может быть незначительной и событие сбоя может не проявиться. Напротив, облучение интегральных схем с помощью импульсной лазерной установки позволяет отследить указанные события, что повышает достоверность определения реального уровня сбоев интегральных схем.

- [1] Першенков В.С. и др. Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных микросхем. – М.: Энергоатомиздат, 1988. 256 с.
- [2] Никифоров, А. Ю. Радиационные эффекты в КМОП ИС – М. : Радио и связь, 1994. 164 с.
- [3] Забавичев И.Ю. // ФТП. 2023. Т. 57, №. 4. С. 270.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМПАКТНОГО СУБ-ТГц ЛСЭ НА ОСНОВЕ ПЛАНАРНОГО МИКРООНДУЛЯТОРА И ЛЕНТОЧНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Н.И. Бухаров, М.Н. Вилков, Н.С. Гинзбург,
В.Ю. Заславский, А.М. Малкин, А.С. Сергеев

ИПФ РАН

Микроондуляторы позволяют снизить требования к энергии частиц электронных пучков, используемых лазерах на свободных электронах (ЛСЭ) для генерации коротковолнового, в т.ч. терагерцового излучения. В ИПФ РАН недавно были созданы планарные микроондуляторы с периодом 1–5 мм. Такие микроондуляторы совместимы с планарными волноводами, открытыми в поперечном (латеральном) направлении, что обеспечивает дифракционную селективность мод. В терагерцовом диапазоне обратную связь и селекцию мод по продольной и поперечной (направленной нормально к пластине) координатам могут обеспечить модифицированные брэгговские структуры, основанные на связи бегущих и квазикритических волн. Эти структуры реализуются путем нанесения на стенку волновода гофра с периодом, равным длине волны. Для питания ЛСЭ с планарным микроондулятором предлагается использовать ленточный сильно-точный релятивистский электронный пучок. На основе моделирования показано, что существующие пучки с энергией частиц до 1 МэВ и током 1–2 кА достаточны для генерации излучения с мощности 10–15 МВт на частоте 0.3 ТГц.

Введение

Микроондуляторы позволяют существенно снизить требования к энергии электронов [1–4], используемых в лазерах на свободных электронах для генерации коротковолнового, в т.ч. терагерцового излучения. В этой связи значительные перспективы имеет использование планарных микроондуляторов с периодом 1–5 мм, которые недавно были реализованы в ИПФ РАН.

Дополнительным достоинством планарной геометрии ондуляторов является их совместимость с открытыми в поперечном (латеральном) направлении планарными волноводами, что при реализации генераторных вариантов ЛСЭ обеспечивает естественную дифракционную селективность в указанном направлении. При этом в терагерцовом диапазоне обратную связь, а также селекцию мод по продольной и второй поперечной координате, направленной между пластинами планарного волновода, может быть обеспечена так называемыми модифицированными брэгговскими структурами [5], основанными на связи бегущих и квазикритических волн. Для реализации подобных структур на стенки волновода наносится периодическая гофрировка с периодом равным длине волны. В результате на входе и выходе пространства взаимодействия формируются эффективные брэгговские отражатели.

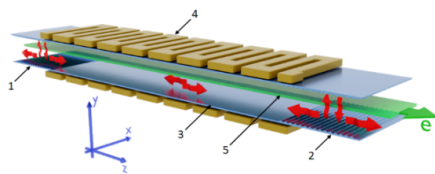


Рис. 1

Для запитки ЛСЭ с планарными микроондуляторами естественно использование ленточных релятивистских сильноточных пучков (РЭП), формирование которых описано в [6-7]. Для генерации излучения терагерцового диапазона достаточно энергия частиц до 1 МэВ. При этом килоамперный ток сильноточного РЭП позволяет обеспечить мультимегаваттный уровень мощности выходного излучения.

На рис. 1 представлена схема планарного ЛСЭ с модифицированными брэгговскими отражателями: 1 и 2 – входное и выходное зеркала, 3 – сечение регулярного волновода, 4 – микроондулятор, 5 – ленточный электронный пучок. Стрелками показаны направления распространения волновых пучков.

Модель

При реализации описанной выше схемы терагерцового ЛСЭ возникает определенное затруднение, связанное с несовпадением плоскости осцилляций электронов в поле планарного ондулятора и направлением электрического поля попутной бегущей волны, с которой должен взаимодействовать электронный пучок. Действительно поле планарного ондулятора может быть задано в виде

$$\mathbf{H}_u = \text{Re}[\mathbf{y}_0 H_u e^{-ih_u z}], \quad (1)$$

где d и H_u – период и амплитуда магнитного поля ондулятора. В то время как поле модифицированных брэгговских структур может быть представлено в виде двух встречных ТЕМ поляризованных волновых пучков

$$\mathbf{H} = \mathbf{x}_0 \text{Re}[a_+(z, y, t)e^{i(\omega t - hz)} + a_-(z, y, t)e^{i(\omega t + hz)}] \quad (2)$$

и квазикритической волны

$$\mathbf{H} = \mathbf{x}_0 \text{Re}[f(z, t) \cos(h_\perp y) e^{i\omega t}], \quad (3)$$

$\omega = ch$ – несущая частота, $h_\perp = \pi s/b \approx 2\pi/d_c$, где b – ширина волновода, d_c – период гофрировки, s – целое число.

Электрические поля волн определяются соотношением $\mathbf{E} = \text{Re}[-i\text{rot}\mathbf{H}c/\omega]$, соответственно, электрическое поле волн обладает y -компонентой. В ондуляторном поле **Ошибка! Источник ссылки не найден.** электроны осциллируют в плоскости Ozx т.е. перпендикулярно направлению электрического поля бегущей волны. Однако эта проблема решается при учете влияния сильного продольного ведущего магнитного поля $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}_0$, которое использовалось при формировании упомянутого выше ленточного РЭП. В результате при движении электрона в комбинированном ондуляторном и ведущем магнитном поле у электронов появляется y -компонента осцилляторной скорости

$$V_y = -\frac{c}{2\gamma} \text{Im} \left[\frac{\alpha_u}{1-q} e^{ih_u z} + \frac{\alpha_u^*}{1+q} e^{-ih_u z} \right], \quad (4)$$

где $\alpha_u = edH_u/2\pi mc^2$ – ондуляторный параметр, $q = \omega_c/\Omega_b$ – отношение циклотронной $\omega_c = eH_0/mc\gamma_0$ и баунс-частоты $\Omega_b = h_u \bar{V}_{||0}$ осцилляции электронов, $\bar{V}_{||0}$ – средняя продольная скорость частиц.

Процесс электронно-волнового взаимодействия в исследуемой системе может быть описан в рамках усреднённого подхода, который подробно изложен в [8].

Результаты моделирования

Моделирование ЛСЭ с рабочей частотой 0.3 ТГц проводилось при параметрах планарного РЭП [6] и микроондулятора [3, 4], приведенных в таблице.

На рис. 2а показано установление режима стационарной генерации с электронным КПД 4% и выходной мощностью около 10 МВт/см. При этом 72 % мощности, излучаемой электронным пучком, уносится с волной

Табл.

Энергия частиц	600 кэВ
Полный ток ленточного пучка	1 кА
Ширина пучка	20 мм
Период микроондулятора	3.89 мм
Параметр ондуляторности	1
Ведущее магнитное поле	3 Тл
Длина регулярного участка волновода	66.5 мм
Длина входного зеркала	11.6 мм
Длина выходного зеркала	5 мм
Период гофрировки	1 мм
Амплитуда гофрировки	249.2 мкм
Расстояние между волноводными пластинами	4.6 мм
Удельное сопротивление металла волновода	$1.72 \cdot 10^{-2}$ Ом · мм ² / м

\hat{a}_+ , распространяющейся в сторону коллектора. Рис. 2б иллюстрирует спектр излучения.

Также в рамках программного пакета CST Studio Suite проведено моделирование входного и выходного рефлекторов на основе модифицированных брэгговских структур. Считаем, что параметры рефлекторов одинаковые: длина гофра 35 мм, период гофра 1.024 мм, расстояние между пластинами 4.6 мм. На рис. 3 показана зависимость коэффициента отражения для ТЕМ волны от частоты. Траекторный анализ прохождения пучка через микроондулятор, выполненный с учётом собственного электрического и магнитного полей, показывает, что паразитный диокотронный эффект, характерный для ленточных электронных пучков, не значителен. Отпечаток пучка на выходе из микроондулятора показан на рис. 4.

(а)

(б)

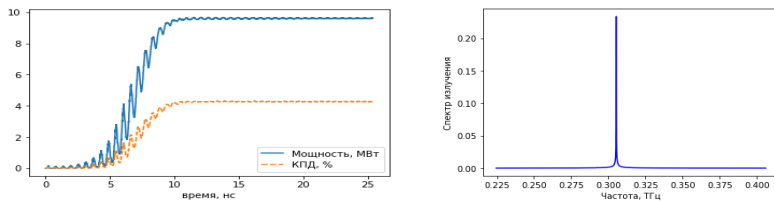


Рис. 2

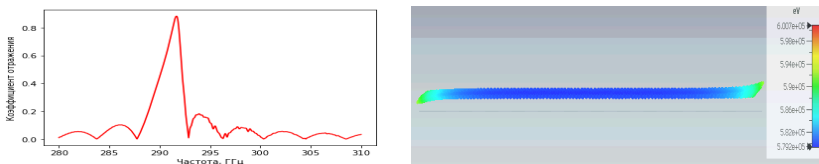


Рис. 3

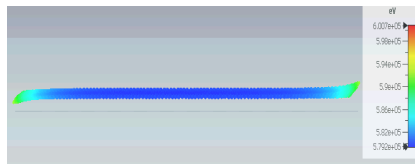


Рис. 4

Заключение

Теоретически показана возможность реализации компактного терагерцового ЛСЭ на основе комбинированных планарных микроулучителей и ленточного релятивистского электронного пучка. На основе усреднённого описания электронно-волнового взаимодействия продемонстрировано, что пучок с энергией частиц до 1 МэВ и током 1-2 кА достаточен для генерации 10-15 МВт излучения субтерагерцового диапазона. Проведено моделирование отдельных компонентов системы в рамках прямого PIC (particle-in-cell) моделирования.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 21-72-30027.

- [1] Varfolomeev A.A., Khlebnikov A.S., Ivanchenkov S.N., Osmanov N.S., and Hairetdinov A.H. // Nucl. Instrum. Methods Phys. 1993. Vol. 331, No. 1-3, P. 745.
- [2] Rykovanov S.G., Schroeder C.B., Esarey E., Geddes C.G.R., and Leemans W.P., // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 114, No. 14. P. 145003.
- [3] Бандуркин И.В., Логинов П.В., Песков Н.Ю., Савилов А.В., Федотов А.Э. // Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66, №. 7-8. С. 585.
- [4] Bandurkin I. V., Fedotov A.E., Ginzburg N.S., Loginov P.V., Peskov N.Yu., and Savilov A.V. // Proceedings of the International Vacuum Electronics Conference IVEC2023, China, Chengdu, April 2023.
- [5] Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Kamada K., Soga Y. // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 95. P. 043504.
- [6] Malkin A.M., Zaslavsky V.Yu., Zheleznov I.V., Goykhman M.B., Gromov A.V., Palitsin A.V., Sergeev A.S., Fedotov A.E., Makhalov P.B. and Ginzburg N.S. // Radiophys. Quantum Electron. 2020. Vol. 63, No. 5-6, P. 458
- [7] Zaslavsky V.Yu., Palitsin A.V., Rodin Yu.V., Malkin A.M., Sergeev A.S., Fedotov A.E., Goykhman M.B., Gromov A.V., Guznov Yu.M., Panin A.N., Gulovskii D.R., Peskov N.Yu., Ginzburg N.S. // Phys. Plasmas. 2023. Vol. 30, No. 4. P. 043110.

- [8] Ginzburg N.S., Bandurkin I. V., Fedotov A.E., Zaslavsky V.Yu, Peskov N.Yu, Vilkov M.N., Malkin A.M., Sergeev A.S., Loginov P.V. and Buharov N.I. // Proceedings of the International conference PIERS2024. China, Chengdu. April 2024.

ПРИМЕНЕНИЕ ОДНОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В ТЕРМОПАСТАХ ДЛЯ СНИЖЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ КАНАЛА МОЩНЫХ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ

А.А. Дудин^{1,2)}, Д.С. Асъяев^{1,2)}, А.Г. Кузьмичев¹⁾,
А.С. Иванов¹⁾, С.В. Оболенский²⁾

¹⁾ АО «НПП «Салют»

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Широкозонные полупроводники, среди которых можно особенно отметить нитрид галлия, активно применяются во многих областях современной электроники. Достижение данными материалами высокой удельной мощности приводит к возникновению проблемы обеспечения оптимального теплового режима работы приборов на основе GaN, в частности, твердотельного СВЧ-усилителя мощности. Как показывает эксперимент, эффективно повысить теплопередачу можно благодаря внедрению в конструкцию изделия теплоотводящих элементов, а также применению теплопроводных паст.

Термопасты широко используются с целью замещения воздуха материалом с более высокой теплопроводностью при сохранении максимальной площади контакта «металл-металл». Различные данные показывают [1-2], что термопаста проводит тепло намного хуже, чем остальные элементы тепловыделяющего модуля. В связи с этим термопаста должна наноситься как можно меньшим слоем, но такой толщины, чтобы не оставались воздушные пузыри и лакуны (рис. 1а). После достижения определенного оптимума (рис. 1б) дальнейшее нанесение термопасты (рис. 1в) приводит к увеличению теплового сопротивления.

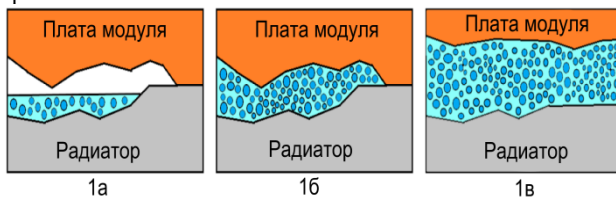


Рис. 1

Нитрид алюминия (AlN) является распространенным керамическим наполнителем теплопроводных паст. Среди преимуществ нитрида алюминия можно отметить его высокую теплопроводность, низкий коэффициент термического расширения. Однако термопасты с керамическим наполнителем обладают низким коэффициентом теплопроводности. Добиться улучшения их теплофизических характеристик можно путем добавления одностенных углеродных нанотрубок (УНТ).

Цель работы – исследование влияния одностенных УНТ на теплопроводность термопаст, использующих в качестве наполнителя порошок AlN.

Объекты исследований

В работе были использованы опытные образцы теплопроводных паст, изготовленные АО «НПП «Салют». В качестве наполнителя применялся порошок AlN.

Связующим в этих термопастах являлось силиконовое масло ПМС-400. Один опытный образец имел одностенные УНТ. В ходе экспериментального исследования также была изучена теплопроводность широко применяемой в промышленности термопасты КПТ-8, наполнителем в которой является оксид цинка.

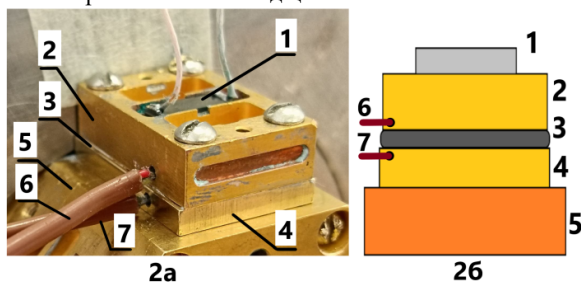


Рис. 2

Для измерения теплопроводности термопаст была разработана методика и подготовлен измерительный стенд. Источник тепловыделения – СВЧ-транзистор (1 на рис. 2) находился в медном основании (2 на рис. 2). Тонкий слой пасты (3 на рис. 2) наносился на поверхность медной прокладки (4 на рис. 2). Затем медное основание и прокладка крепились к массивному элементу из латуни (5 на рис. 2).

Из-за прохождения тока через СВЧ-транзистор происходило нагревание медного основания с передачей тепла через прокладку на элемент из латуни. При этом термопарами определялись значения температур в двух близкорасположенных точках. Калибровка термопар позволяла получить погрешность не более $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$. Спай первой термопары (6 на рис. 2) был закреплен в отверстии медного основания, спай второй термопары (7 на рис. 2) находился в отверстии прокладки. Таким способом экспериментально исследовалась разность температур ΔT .

Результаты

На рисунке 3 показана экспериментально полученная зависимость ΔT от времени. Наибольшее значение ΔT получено в ходе измерения, проводимого без нанесения термопасты (в среднем $10,2\text{ }^{\circ}\text{C}$). Применение КПТ-8 привело к уменьшению ΔT до $7,5\text{ }^{\circ}\text{C}$. Исследование также продемонстрировало, что по сравнению с КПТ-8 эффективнее уменьшать ΔT способны опытные образцы термопаст, использующие в качестве наполнителя порошок AlN . Так, образец с 18,6% ПМС-400 имеет ΔT в среднем $4,7\text{ }^{\circ}\text{C}$. Дальнейшее снижение массовой доли связующего в составе термопасты должно было привести к еще большему уменьшению исследуемой разности температур. Это связано с тем, что с увеличением доли наполнителя в термопасте происходит увеличение количества «тепловых мостов». Однако образец с 15,4% связки показал в среднем разность температур $5,8\text{ }^{\circ}\text{C}$. Полученные результаты можно объяснить тем, что при увеличении массовой доли теплопроводного материала происходит нарастание вязкости термопасты. Это служит препятствием к равномерному распределению наполнителя. При этом, эксперимент показал, что увеличение массовой доли связки до 21,5% привело к росту ΔT в среднем до $5,1\text{ }^{\circ}\text{C}$. Таким образом, проведенное исследование продемонстрировало, что массовое содержание 18,6% связующего среди опытных образцов

является самым эффективным для уменьшения ΔT . Наиболее низкие значения разности температур (в среднем около 3°C) среди всех исследованных термопаст показали образцы с добавлением УНТ. Несмотря на большую массовую долю связки (32,8% к порошку AlN), данная термопаста оказалась способной продемонстрировать впечатляющие результаты. Очевидно, что увеличение массовой доли УНТ позволит существенно уменьшить ΔT . Оптимальное значение массовой доли УНТ будет исследовано в дальнейшем.

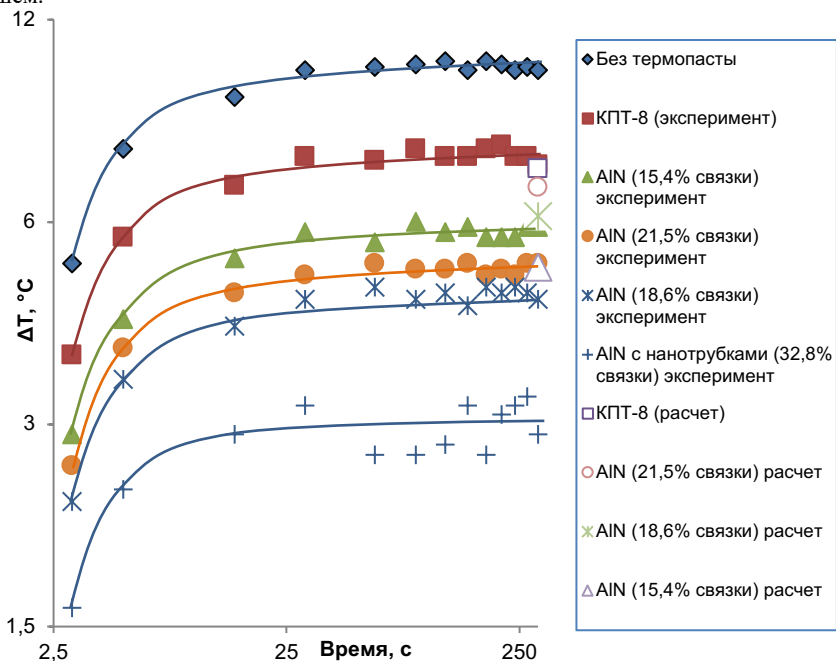


Рис. 3

Выводы

Установлено, что все опытные образцы термопаст с AlN оказались эффективнее КПТ-8. Показано, что уменьшение массовой доли связующего ведет к стремительному увеличению вязкости термопасты, что создает трудности при ее нанесении, которые в итоге приводят к снижению теплопроводности. Отмечено, что самым эффективным является образец с добавлением одностенных УНТ. Показано, что даже сравнительно небольшая массовая доля УНТ приводит к повышению теплопроводности термопасты.

- [1] Эсау Д., Штрубе М., Колпаков А. // Компоненты и технологии. 2010. №. 6. С. 88.
 [2] Колпаков А. // Силовая электроника. 2015. №. 3. С. 90.

АПРОБАЦИЯ МОДЕЛИ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ НА ПРИМЕРЕ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ УСИЛИТЕЛЯ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 90-100 ГГц

**И.В. Макарецв, А.Д. Недошивина, А.А. Недошивин,
С.В. Оболенский, К.В. Черников**

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Современные полевые транзисторы типа НЕМТ, в которых канал формируется на основе квантовой ямы, а длина затвора может быть значительно меньше 100 нм, находят широкое применение при проектировании интегральных микросхем СВЧ диапазона. Вместе с тем [1], транспорт электронов в таких транзисторах весьма тяжело поддается моделированию, что ведет к достаточно большим погрешностям при проектировании гетероструктур подобных транзисторов и требует значительных по объему и затрачиваемому времени экспериментальных работ. В связи с указанным, необходимо провести экспериментальную апробацию предложенного в [1] подхода к проведению моделирования с точки зрения возможности расчета параметров интегральных схем СВЧ усилителей.

В настоящее время большой интерес в мире представляет разработка усилителя мощности на частотах 90-100 ГГц с выходной мощностью более 100 мВт. Такие усилители нашли широкое применение в системах космической связи, радиометрии, радиолокации. Учитывая особенности работы усилителя в данном диапазоне, в АО «НПП «Салют» предварительно был создан транзистор, имеющий удельную крутизну более 500 мСм/мм, удельный ток более 600 мА/мм, граничную частоту усиления по току более 110 ГГц. Такие параметры удалось получить благодаря использованию гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs на подложке GaAs, а также Y-образному затвору, имеющему длину около 70 нм [1].

Аналогами усилителя являются: TU-W1330305, TU-W1320301L (ф. Arralis, Ирландия); NC11625C-9096 (ф. METDA Semiconductor). Разработанный в АО «НПП «Салют» усилитель мощности, как и заявленные аналоги, выполнены на полевых транзисторах по схеме с двухполярным напряжением питания в виде монолитной интегральной схемы (МИС), о чем указывалось в [2]. Напряжение питания усилителя 5 В, суммарный ток потребления МИС 550 – 650 мА.

Вследствие малой длины волны (3 мм), соответствующей рассматриваемому диапазону частот, возникает эффект нелинейного взаимодействия близкорасположенных на поверхности МИС элементов схемы. Для устранения этой проблемы в выходном каскаде используется схема деления и суммирования мощности трех транзисторов, каждый с шириной затвора 180 мкм (6 секций по 30 мкм) и уменьшена толщина подложки до 60 мкм. В данной работе проводился детальный расчет параметров указанных транзисторов по традиционной схеме на основе САПР типа MWO и согласно предложенному в [1] подходу.

На рисунке показаны результаты измерений коэффициента усиления изготовленного усилителя, полученные с помощью векторного анализатора цепей. Также на рисунке приведен результат расчета коэффициента усиления. Из рисунка видно, что рассчитанный и измеренный коэффициент усиления отличаются не более чем на 3 дБ в

рабочем диапазоне частот. Этого удалось добиться путем уточнения модели транзистора, в том числе с использованием методов, предложенных в [1].

Усилитель обладает КСВ < 2.5 во всем измеряемом диапазоне за счёт применения балансной схемы. В таблице приведены результаты измерений и расчетов выходной мощности полученного усилителя на частотах 92, 95 и 98 ГГц. Полученные результаты показывают хорошее совпадение расчета и эксперимента. Таким образом, предложенный в [1] теоретический подход для оценки параметров транзисторов с длиной затвора 60 нм получил должную экспериментальную апробацию.

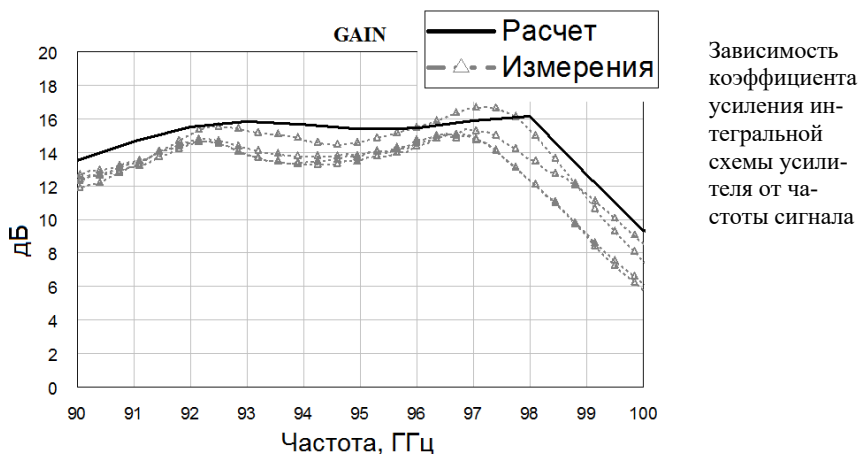


Рис.

Результаты измерений / расчета выходной мощности усилителя

Частота, ГГц	P_{-1dB} , мВт	$P_{нас}$, мВт	K_u , дБ
92	70 / 75	120 / 140	14.5 / 16
95	50 / 60	100 / 120	13.7 / 15
98	45 / 50	90 / 110	13.5 / 14

[1] Недошивина А.Д. и др. // ФТП. 2022. Т. 56, вып. 7. С. 618.

[2] Беляков В.А. и др. // ФТП. 2021. Т. 55, вып. 10. С. 890.

РАЗРАБОТКА ИМПУЛЬСНОГО МАГНЕТРОНА САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА, ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО НАПРЯЖЕНИЕМ

Д.В. Морозов^{1,2)}, А.А. Цуканов¹⁾

¹⁾ АО «НПП «Салют»

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

1. Введение

Хорошо известно, что в сантиметровом диапазоне магнетрон является одним из эффективных СВЧ генераторов, КПД которого может достигать уровня 60-70% [1, 2]. При этом одной из актуальных задач является возможность перестройки частоты генерации. Широко распространенным методом перестройки является механическая подстройка за счет дополнительных элементов конструкции, которые изменяют эквивалентные параметры резонаторов [3, 4], дополнительного полого резонатора [5]. Однако способ обладает достаточно низкой скоростью и не подходит для целого ряда приложений.

Другим широко применяемым методом изменения частоты магнетрона, обладающим гораздо более высокой скоростью перестройки, является изменение анодного напряжения. Магнетроны, частота которых меняется подобным образом, принято называть митронами [6]. Однако митроны имеют относительную низкую выходную мощность и более сложную конструкцию по сравнению с магнетроном. При величине внешней добротности $Q_{внешн} \sim 5-10$ митроны обеспечивают полосу электронной перестройки частоты напряжением в диапазоне от 5 до 20 %, при уровне выходной мощности 10-100 Вт.

Вместе с тем для ряда приложений требуется обеспечить быструю перестройку частоты генерации в магнетронах с большими уровнями выходной мощности. В настоящей работе представлены результаты расчета магнетрона сантиметрового диапазона длин волн, в котором достигнута величина относительной частотной перестройки 2.4% при уровне выходной мощности не менее 200 Вт при токе анода не более 1 А, рассчитанного на работу со скважностью импульсов 2.

2. Этапы разработки магнетрона

Разработка магнетрона включала в себя последовательность этапов выбора замедляющей системы, оптимизации ее параметров, пространства взаимодействия и режима, выбора типа и параметров катода и выбора типа выходного устройства.

Основными критериями при выборе замедляющей системы являлись высокое значение волнового сопротивления [3] и обеспечение достаточного теплоотвода от ламелей. Среди рассмотренных вариантов конструкции замедляющих систем (рис. 1) компромиссным решением является система типа «щель-отверстие» (рис. 1б). А двойные двусторонние связи обеспечивают разделение по частоте между рабочим π -видом и ближайшим конкурирующим видом $N/2 - 1$, где N – количество резонаторов, около 60 % (относительно частоты рабочего вида), что позволяет сдвинуть напряжение возбуждения для вида конкурента выше области рабочих напряжений.

Расчет магнитного поля B производился по аппроксимирующей формуле [7] для импульсных магнетронов среднего уровня мощности и для магнетронов непрерывного действия

$$B(\lambda) = 24 * (\lambda - 8)^2 - 380 * \lambda + 5870, \quad (1)$$

где λ – рабочая длина волны.

Выбор параметров пространства взаимодействия производился согласно формуле для напряжения Хартри и параболе критического режима магнетрона.

$$U_h = \frac{\omega * B * (r_a - r_k)}{2 * n} - \frac{m * \omega^2 * r_a^2}{2 * e * n}, \quad (2)$$

$$U_{кр} = \frac{e}{2 * m} * r_a^2 * \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)^2 * B_{кр}^2,$$

где r_a, r_k – радиусы анода и катода, e, m – заряд и масса электрона, $\omega = 2\pi c / \lambda$, n – номер вида колебаний $B, B_{кр}$ – рабочее и критическое магнитное поле, U_h – величина анодного напряжения, при которой электроны двигаясь вокруг катода достигают анода с исчезающе малой радиальной скоростью.

Для эффективной электронной перестройки частоты необходимо ограничить эмиссионный ток катода [3]. Поскольку в основе работы почти любого магнетрона лежит эффект вторичной эмиссии, то управлять количеством электронов в пространстве взаимодействия очень трудно из-за лавинообразного увеличения их числа. Было проведено сравнение двух вариантов материала катода: оксида иттрия (Y_2O_3 , КВЭЭ = 2,7 [8]) и гексаборида лантана (LaB_6 , КВЭЭ = 0,95 [8]). Результатом является отказ от использования Y_2O_3 , из-за высоких значений тока анода (> 3 А (рис. 3в)).

Важными критериями при выборе выходного устройства магнетрона являются технологичность и возможность достаточно сильно связать рабочий вид колебаний с нагрузкой. Согласно формуле для электронного смещения частоты (ЭСЧ) [9]

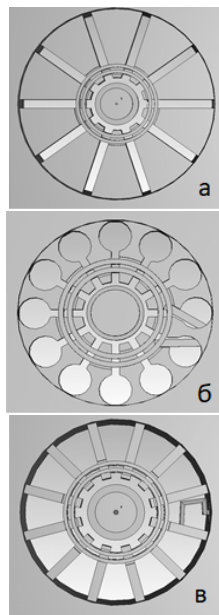


Рис. 1

$$f_r = f_{01} \left(1 + \frac{tg(\theta_{эч})}{2 * Q_n}\right), \quad (3)$$

где f_r – частота генерируемых колебаний, f_{01} – частота «горячего» анодного блока магнетрона с поправкой, обусловленной наличием втулки пространственного заряда, $\theta_{эч}$ – с точностью до π сдвиг фазы между амплитудой первой гармоники наведенного тока и ВЧ напряжения на резонаторах, Q_n – величина нагруженной добротности,

чем она меньше, тем больше величина ЭСЧ. Оптимальная величина нагруженной добротности находится в диапазоне 50-70.

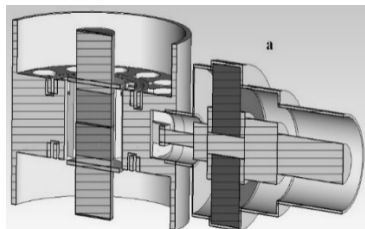


Рис. 2

лантана. Расчетная выходная мощность в полосе перестройки находилась в интервале от 400 Вт до 1800 Вт и от 300 Вт до 600 Вт (рис. 3б), а анодный ток – от 0.78 А до 3.16 А (рис. 3в) и от 0.56 А до 0.76 А, соответственно. В свою очередь КПД магнетрона составил от 15 % до 35 % и от 12 % до 20 % для вариантов катода из оксида иттрия и гексаборида лантана соответственно. Сравнительно низкое значение КПД объясняется низким значением нагруженной добротности и уходом от рекомендованных значений параметров резонаторной системы из-за ограничений по анодному напряжению и необходимостью обеспечения требуемого уровня надежности и достаточного теплоотвода от ламелей.

3. Изготовление экспериментального макета магнетрона и его тестирование

На основании проведенных расчетов был создан макет магнетрона (рис. 4). Конструкция макета включает в себя резонаторную систему, магнитную систему, вывод энергии, катодно-подогревательный узел, механизм перестройки. Магнитная система выполнена в виде двух цилиндрических полюсных наконечников, двух магнитов с радиальной намагниченностью и магнитопровода – 1, 3. Разъем вывода энергии – 2 выполнен в виде стандартного разъема типа «Экспертиза». Катод выполнен в виде двух танталовых колец и прессованной втулки (LaB_6). Катод располагается на танталовом керне, внутри которого находится накальная спираль.

На рис. 2 представлена итоговая трехмерная модель, подготовленная для расчета выходных параметров.

Расчетная зависимость изменения частоты от напряжения представлена на рис. 3а. Достигнутое значение полосы перестройки по частоте составило около 2.4 % для оксидно-иттриевого катода и 8.4 % для катода из гексаборида

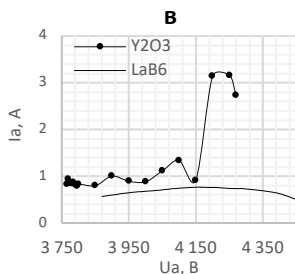
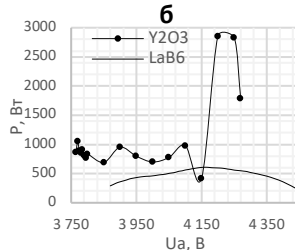
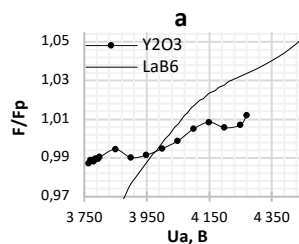


Рис. 3

В таблице 1 представлены результаты экспериментальных измерений. При скважности импульсов 250 диапазон перестройки частоты составил 2.5 % при максимальной выходной мощности 600 Вт. При уменьшении скважности импульсов до 30 диапазон перестройки частоты уменьшался до 2%, а максимальная выходная мощность уменьшалась до 400 Вт. Это связано с тем, что при переходе на меньшие значения скважности приходится уменьшать мощность накала. Увеличение мощности накала приводит к увеличению мощности выходного сигнала и величины импульсного анодного тока, но при скважности меньше 30 происходит перегрев катода и неуправляемый скачкообразный рост анодного тока. Вариантом решения данной проблемы является улучшение теплоотвода от катода.

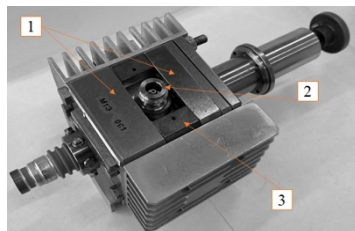


Рис. 4

Табл. 1

Скважность	30				250		
	Анодное импульсное напряжение, В	4136	4200	4250	4450	4120	4250
Относительная частота, %	-0,8	-0,77	-0,32	+1,27	-0,49	+0,41	+2,2
Максимальная выходная мощность, Вт	350	400	380	76	540,75	598,5	100
Анодный импульсный ток, А	0,14	0,16	0,17	0,13	0,34	0,36	0,26

- [1] Kumar V.S., Kumar V.R., Maurya Sh., and Singh V.V.P. Review of Magnetron Developments // Frequenz. 2016. Vol. 70, No. 9-10. P. 455.
- [2] Kongyi Hu, Wanchun Tang, Jianlong Liu A. Method of Tuning Frequency in S-Band Continuous-Wave Magnetron // Transactions on electron devices. 2021. Vol. 68, No. 7.
- [3] Самсонов Д.Е. Основы расчета и конструирования магнетронов. – М.: Советское радио, 1974. 328 с.
- [4] Hae Jin Kim, Jin Joo Choi. Three-dimensional Particle-in-cell simulation study of frequency tunable relativistic magnetron. // Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2007. Vol. 14, No. 4.
- [5] Скрипкин Н.И., Моругин С.Л. Перестройка частоты магнетрона 3-мм диапазона длин волн с помощью дополнительного вывода. // Приборы и техника эксперимента. 2018. №. 4. С. 47.
- [6] Дятлов Ю.В., Козлов Л.Н. Митроны. – М.: Советское радио, 1967. 50 с.
- [7] Самсонов Д.Е. Обобщенные из опыта зависимости и соотношения для расчета основных параметров магнетронных генераторов // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1979. №. 8. С. 36.
- [8] Кудинцева Г.А., Мельников А.И. Морозов А.В., Никонов Б.П. Термоэлектронные катоды. – М.: Энергия, 1966. 367 с.
- [9] Бычков С.И. Вопросы теории и практического применения приборов магнетронного типа. – М.: Советское радио, 1967. 214 с.

ЧЕРЕНКОВСКАЯ ЛОВ С СЕЛЕКТИВНЫМ ФАЗОВЫМ КОРРЕКТОРОМ

А.А. Савилова, В.Ю. Заславский

ИПФ РАН

Для повышения селективности генерации волны на второй пространственной гармонике замедляющей системы на удвоенной частоте в релятивистской лампе обратной волны рассматривается использование замедляющей системы с селективирующим фазовым корректором.

Введение

Релятивистская лампа обратной волны [1] представляет собой генератор, основанный на черенковском излучении электронов в системе, содержащей волну, фазовая скорость которой близка к скорости электронов (например, в отрезке волновода с гофрированной стенкой). Как правило, в реальных приборах используется синхронизм черенковского типа электронов с первой (или, как ее называют в специальной литературе, минус первой) пространственной гармоникой замедляющей системы. Переход к работе на более высоких (например, второй) гармониках мог бы обеспечить заметный рост частоты генерации при том же периоде гофрировки. Однако с ростом номера гармоники связь электронов с волной ослабевает. Это означает, что для организации селективной генерации на второй пространственной гармонике замедляющей системы следует обеспечить подавление генерации, которая является паразитной, на первой гармонике.

В данной работе для решения данной задачи предлагается использование волновода с коротким фазовым корректором (отрезок волновода без гофрировки стенок). Его параметры подбираются таким образом, что для паразитной волны набег фазы на этом отрезке близок к π , что приводит к ухудшению эффективности взаимодействия электронов с паразитной волной. В то же время, для рабочей волны на второй гармонике гофрировки набег фазы на том же корректоре оказывается вдвое больше, то есть близким к 2π и, следовательно, присутствие корректора практически не влияет на возбуждение этой волны.

Уравнения нестационарной пространственно-временной теории ЛОВ

Рассмотрим ЛОВ, которая схематично представлена (рис. 1(а)). Предполагается, что продольное поле волны в гофрированном волноводе имеет следующий вид:

$$E_z = \operatorname{Re} A(z, t) [1 + \alpha \exp(-i\bar{h}z)] \exp(i\omega t + ihz),$$

где A – медленно меняющаяся амплитуда, \bar{h} – волновое число гофры, h – продольное волновое число основной гармоники, α – амплитуда первой пространственной гармоники. Частота определяется условием синхронизма черенковского типа $\omega = (\bar{h} - h)V_0$, где V_0 – это начальная скорость электронов. Уравнение возбуждения имеет вид [1]:

$$\frac{\partial a}{\partial \tau} - \frac{\partial a}{\partial \zeta} = \frac{\chi^*(\zeta)}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta_0. \quad (1)$$

В случае относительно небольшого изменения энергии электрона $\gamma_0 - \gamma \ll \gamma_0 - 1$ (где γ – релятивистский Лоренц-фактор электрона $\gamma = 1/\sqrt{1 - (V/c)^2}$) можно использовать следующие уравнения движения [1]:

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = \text{Re} \chi(\zeta) a \exp(i\theta), \quad \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = u - \delta(\zeta). \quad (2)$$

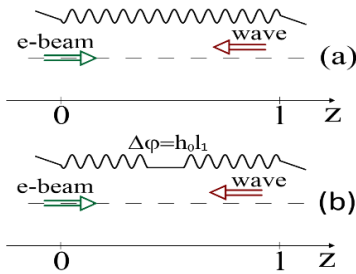


Рис. 1

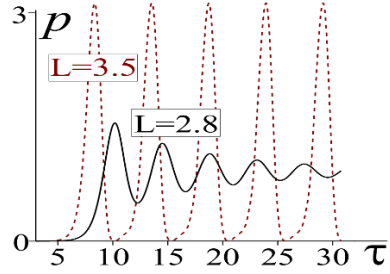


Рис. 2

Здесь, $\tau = (\beta_0 \hat{t} - \zeta)/(1 + \beta_w/\beta_0)$, $\hat{t} = C\omega t$, $\zeta = Ck_0 z$ – нормированная координата, $u = \Delta\gamma v/C$ – нормированное изменение энергии электронов, θ – фаза электронов относительно первой пространственной гармоники, $k_0 = \omega_0/c$, $\beta_0 = V_0/c$, β_w – групповая скорость волны, нормированная на скорость света, а $v = (\beta_0 \gamma_0)^{-3}$ – коэффициент группировки электронов.

Уравнения (1) и (2) нормированы на параметр Пирса $C = \sqrt[3]{a^2 v G}$, где $G \propto I$ – коэффициент возбуждения, пропорциональный электронному току. Граничные условия имеют следующий вид:

$$u(\zeta = 0) = 0, \quad \theta(\zeta = 0) = \theta_0, \quad a(\zeta = L) = 0. \quad (3)$$

Здесь начальные фазы электронов равномерно распределены в интервале $0 \leq \theta_0 < 2\pi$.

В стационарном режиме работы при отсутствии омических потерь нормированная мощность совпадает с нормированным электронным КПД

$$p = \frac{|a|^2}{4} = \langle u \rangle. \quad (4)$$

В данных уравнениях у нас только один параметр – нормированная длина $L = kCl$, которая определяет режимы работы ЛОВ. Ее стартовое значение составляет $L_{st} = 1.97$. При небольшом превышении стартового порога ($L < 3$) реализуются режимы стационарной генерации с выходной мощностью $p \sim 1$ (рис. 2). Дальнейшее увеличение длины L приводит к режимам автомодуляции выходной мощности, а затем и к стохастическому поведению системы [2].

Далее рассмотрим двухволновые уравнения: «1» (паразитная волна на частоте ω_1) и «2» (рабочая волна на частоте $\omega_2 \approx 2\omega_1$). Соответствующая дисперсионная

характеристика иллюстрируется рисунком 3. Частоты определяются условием синхронизма $\omega_1 \approx (\bar{h} - h_1)V_{\parallel}$, $\omega_2 \approx (2\bar{h} - h_2)V_{\parallel}$.

В данном случае уравнения для амплитуд волн выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial a_1}{\partial \tau} - \frac{\partial a_1}{\partial \zeta} = 2f\chi(\zeta) < \exp(-i\theta_1) >, \quad \frac{\partial a_2}{\partial \tau} - \frac{\partial a_2}{\partial \zeta} = 2 < \exp(-i\theta_2) >, \quad (5)$$

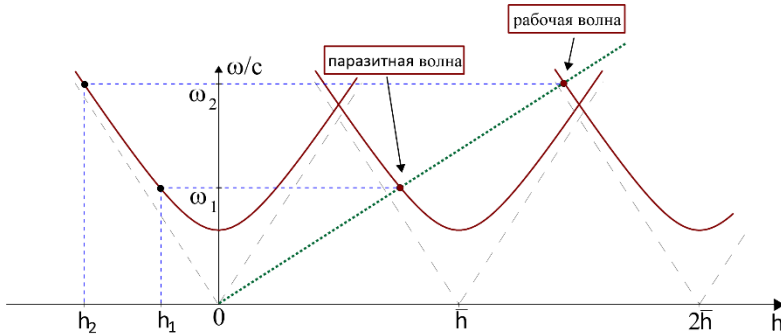


Рис. 3

где $f = [L_1/L_2]^3$, $L_{1,2} = k_{1,2}l^3 \sqrt{C_{1,2}}$. Нормированные уравнения движения электронов могут быть представлены следующим образом:

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = \text{Re}[\chi^*(\zeta)a_1 \exp(i\theta_1) + a_2 \exp(i\theta_2)], \quad \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = u, \quad (6)$$

где $\theta_1 = \theta + \theta_{01}$, $\theta_2 = 2\theta + \theta_{02}$, так как $\omega_2/\omega_1 \approx 2$. Фактор связи $\chi(\zeta) = e^{i\varphi(\zeta)}$ (где $\varphi(\zeta) = 0$ до фазового корректора и $\varphi(\zeta) = \Delta\varphi$ после фазового корректора) описывает влияние фазового корректора на работу первой (паразитной) волны.

Результаты

Для повышения селективности возбуждения рабочего колебания будем использовать фазовый корректор, представляющего собой участок стенки волновода без гофрировки (рис. 1 (b)). При этом длина корректора подбирается таким образом, чтобы набег фазы на нем $\Delta\varphi = l_1 h_2$ (зависящий от частоты волны) для рабочей волны «2» был бы близок к 2π , так что присутствие фазового корректора не влияет на ее взаимодействие с электронами. В то же время, для паразитной волны «1» набег фазы $\Delta\varphi = l_1 h_1$ оказывается близок к π (поскольку $h_2 \approx 2h_1$). В этом случае присутствие фазового корректора меняет фазу паразитной волны относительно электронов таким образом, что электронный сгусток, формирующийся в ЛОВ в процессе группировки части в поле волны, переходит из тормозящей фазы в ускоряющую, что приводит к ухудшению электронно-волнового взаимодействия.

Вначале проведём исследование влияние фазового корректора на стартовую длину L_{st} паразитной волны в одноволновой модели, когда волна «2» отсутствует. На рис. 4 представлена зависимость стартовой длины от положения фазового корректора. В

рамках одноволнового приближения оптимальными являются положения корректора $z/l = 0.2$ и 0.8 , при которых достигается наибольшая стартовая длина. Видно, что оптимальным является значения сдвига фазы $\Delta\varphi = 0.8\pi$. Также была исследована зависимость стартовой длины от набега фазы (рис. 5) для двух разных положений скачка. Для паразитной волны заметный рост стартовой длины обеспечивается при $\Delta\varphi \approx \pi$. При этом стартовая длина практически не меняется в довольно широкой области фаз вблизи точки $\Delta\varphi = 0$ (или 2π), лишь приближенно соответствующей скачку фазы для рабочей волны. Таким образом, мы можем утверждать, что фазовый корректор действительно не влияет на генерацию рабочей волны в достаточно широкой области фазовых скачков.

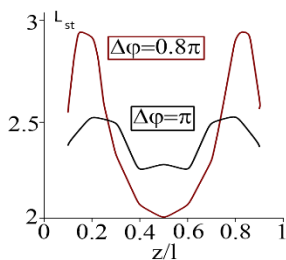


Рис. 4

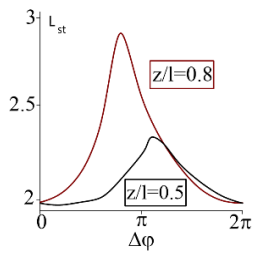


Рис. 5

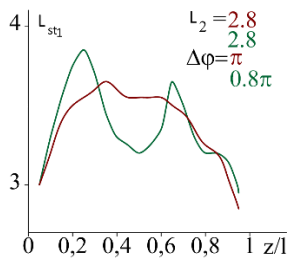


Рис. 6

Далее исследуется влияние фазового корректора на стартовую длину L_{st} паразитной волны в двухволновой модели, т.е. когда присутствует волна «2». На рис. 6 представлена зависимость стартовой длины паразитной волны от положения фазового корректора, нормированного на длину системы. Зелёным цветом представлен график для набега фазы $\Delta\varphi = \pi$, $L_2 = 2.8$, красным $\Delta\varphi = 0.8 \cdot \pi$, $L_2 = 2.8$. Как видно из графика наибольшая стартовая длина достигается в случае $\Delta\varphi = 0.8 \cdot \pi$, $L_2 = 2.8$ в двух положениях скачка $z/l = 0.2$ и $z/l = 0.7$.

Заключение

Селективное возбуждение в черенковской ЛОВ волны на второй пространственной гармонике замедляющей системы с двукратным увеличением частоты генерации при фиксированном периоде гофрировки может быть достигнуто путём использования предложенного фазового корректора, который обеспечивает подавление паразитной генерации на первой пространственной гармонике. В рамках одноволновой задачи показано (т. е. при отсутствии рабочей волны), что использование в ЛОВ фазового корректора с близким к π набегом фазы для паразитной волны, её стартовый ток увеличивается приблизительно на порядок. Моделирование в рамках более общей двухволновой модели показывает, что подавление паразитной волны происходит, когда соответствующий ей фактор возбуждения электронно-волнового взаимодействия (параметр Пирса) менее чем в три раза превышает параметр Пирса рабочей волны.

[1] Релятивистская высокочастотная электроника / под. ред. Гапонова-Грехова. – Горький: ИПФ АН СССР, 1979.

- [2] Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. – Горький: ИПФ АН СССР, 1981.

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА НЕЛИНЕЙНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ УСИЛИТЕЛЕ НА ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

И.Ю. Забавичев, А.Д. Недошивина, А.А. Потехин,
А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Одной из задач, возникающих при проектировании аппаратуры связи, является обеспечение ее стойкости к ионизирующим излучениям [1, 2]. Действие ионизирующих излучений на квантоворазмерные [3-8] и тонкопленочные [9] полевые транзисторы приводит к снижению подвижности носителей заряда в канале μ и удельной емкости затвора C , а также изменению порогового напряжения U_{th} [10, 11]. Радиационная деградация электрофизических характеристик приводит к изменению вольтамперных характеристик транзисторов и, следовательно, смещению рабочей точки. Последнее приводит к ухудшению характеристик устройств на их основе, в частности коэффициента усиления и нелинейных искажений малошумящих усилителей.

В данной работе построена простая численная модель дифференциального усилителя на полевых транзисторах, основанная на решении системы нелинейных алгебраических уравнений.

Объект исследования

В качестве объекта исследования выбран дифференциальный усилитель на транзисторах с высокой подвижностью электронов из работы [12]. До и после облучения полевых транзисторов из состава дифференциального усилителя потоком мгновенных нейтронов спектра деления $F_n = 6,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ были проведены изменения подвижности носителей заряда и удельной емкости затвора, результаты которых совместно с аппроксимирующими зависимостями приведены на рис. 1 и рис. 2, соответственно. Пороговое напряжение после облучения изменилось незначительно (не более 10%), что связано с отсутствием диэлектрических слоев в транзисторах с высокой подвижностью электронов. Это условие не будет выполняться для структур «металл-диэлектрик-полупроводник» и «кремний на диэлектрике».

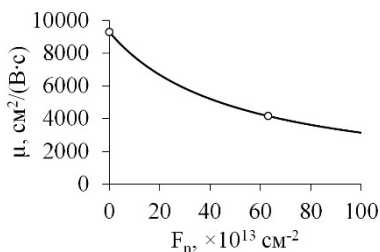


Рис. 1

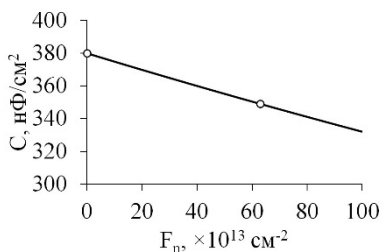


Рис. 2

Математическая модель

Выходные вольтамперные характеристики полевых транзисторов существенно различаются при $0 < U_{ds} < U_{gs} - U_{th}$ – линейный режим и $0 < U_{gs} - U_{th} < U_{ds}$ – режим насыщения, где U_{gs} – напряжение затвор-исток, U_{ds} – напряжение сток-исток и описываются выражениями [13, 14]

$$I_d(U_{gs}, U_{ds}) = \mu C \frac{W}{L} \left((U_{gs} - U_{th})U_{ds} - \frac{U_{ds}^2}{2} \right) \quad (1)$$

при $0 < U_{ds} < U_{gs} - U_{th}$,

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

Здесь W/L – отношение ширины к длине канала полевого транзистора; μ , C и U_{th} – радиационно-зависимые параметры модели

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

$$\begin{cases} U_{out} = (I_d(U_{gs1}) - I_d(U_{gs2})) \cdot R_d \\ U_{in} = U_{gs1} - U_{gs2} \\ I_{ss} = I_d(U_{gs1}) + I_d(U_{gs2}) \end{cases}, \quad (3)$$

где R_d – нагрузочное сопротивление, I_{ss} – суммарный ток истока.

Если оба транзистора дифференциального усилителя находятся в режиме насыщения, то система нелинейных алгебраических уравнений (3) имеет решение в виде

$$U_{out}(U_{in}) = -\frac{1}{2} \mu C \frac{W}{L} U_{in} R_d \sqrt{\frac{4I_{ss}}{\mu C \frac{W}{L}} - U_{in}^2}. \quad (4)$$

Если дополнительно наложить условие на амплитуду входного сигнала

$$U_{in}^2 \ll \frac{4I_{ss}}{\mu C \frac{W}{L}}, \quad (5)$$

то выражение (4) преобразуется к виду

$$U_{out}(U_{in}) \approx R_d \left(-\sqrt{\mu C \frac{W}{L} I_{ss}} \cdot U_{in} + \frac{\left(\mu C \frac{W}{L}\right)^{\frac{3}{2}}}{8\sqrt{I_{ss}}} \cdot U_{in}^3 \right). \quad (6)$$

Малосигнальный коэффициент усиления определяется по формуле

$$K = R_d \sqrt{\mu C \frac{W}{L} I_{ss}}, \quad (7)$$

а точка 1-дБ компрессии

$$U_{in,1dB} = \sqrt{1,16 \cdot \frac{I_{ss}}{\mu C \frac{W}{L}}} \quad (8)$$

Результаты и их обсуждение

Результаты расчетов деградации малосигнального коэффициента усиления и точки 1-дБ компрессии для дифференциального усилителя с различными сопротивлениями нагрузки в зависимости от нейтронного воздействия приведены на рис. 3 и рис. 4, соответственно. Напряжение питания дифференциального усилителя задавалось равным 5 В, отношение ширины к длине канала транзисторов – 566.

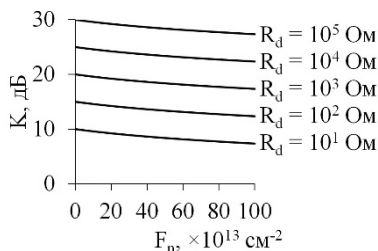


Рис. 3

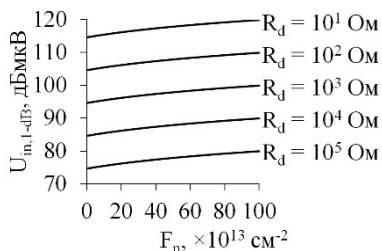


Рис. 4

Как и следовало ожидать, уменьшение подвижности носителей заряда и удельной емкости затвора приводит к снижению малосигнального коэффициента усиления дифференциального усилителя на полевых транзисторах. При этом область линейности выходного напряжения расширяется.

Увеличение значений сопротивлений нагрузки дифференциальной пары приводит к росту малосигнального коэффициента усиления. При этом, однако, уменьшается суммарный ток истока, что приводит к сокращению области линейности выходного напряжения.

Предложенная модель деградации характеристик дифференциального усилителя после воздействия ионизирующих излучений может быть распространена на структуры, изготовленные по технологии «кремний на изоляторе», при учете радиационно-индуцированного изменения порогового напряжения. Это потребует прямого численного решения системы нелинейных алгебраических уравнений (3).

- [1] Мырова Л.О., Чепиженко А.З. Обеспечение радиационной стойкости аппаратуры связи. – М.: Радио и связь, 1983, 216 с.
- [2] Мырова Л.О., Чепиженко А.З. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим и электромагнитным излучениям. – М.: Радио и связь, 1988, 296 с.
- [3] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л., Иванов А.Б., Пузанов А.С. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, №. 9. С. 968.

- [4] Хазанова С.В., Оболенский С.В., Тарасова Е.А., Голиков О.Л., Пузанов А.С. // Научно-технический вестник Поволжья. 2020. № 12. С. 235.
- [5] Тарасова Е.А., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Земляков В.Е. // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, №. 10. С. 872.
- [6] Недошивина А.Д., Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимрзоев Г.М., Пузанов А.С., Литовский Д.А., Недошивин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2021. №. 9. С. 68.
- [7] Тарасова Е.А., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Земляков В.Е. // Физика и техника полупроводников. 2022. Т. 56, №. 9. С. 844.
- [8] Golikov O.L., Kodochigov N.E., Obolensky S.V., Puzanov A.S., Tarasova E.A., Khazanov S.V. // Russian Microelectronics. 2024. Vol. 53, No. 1. P. 51.
- [9] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимрзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.
- [10] Коршунов Ф.П., Гатальский Г.В., Иванов Г.М. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. – Минск: Наука и техника, 1978, 232 с.
- [11] Коршунов Ф.П., Богатырев Ю.В., Вавилов В.А. Воздействие радиации на интегральные микросхемы. – Минск: Наука и техника, 1986, 254 с.
- [12] Дубинин И.С., Пузанов А.С., Тарасова Е.А. // В кн.: Тр. XXVII научн. конф. по радиофизике. 15-25 мая 2023 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2023. С. 79.
- [13] Razavi B. RF microelectronics. – New York: Prentice Hall, 2012, 946 p.
- [14] Razavi B. Design of analog CMOS integrated circuits. – New York: McGraw-Hill Education, 2017, 801 p.

ПРИМЕНЕНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ ЛЕГИРОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЫ

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

ННГУ им. Лобачевского

Введение

Численное моделирование характеристик полупроводниковых приборов является мощным инструментом, позволяющим проводить расчеты их реакции на внешние воздействующие факторы в случаях, когда проведение эксперимента является трудозатратным процессом. Однако для создания численной модели, точно описывающего поведения реального прибора, необходима информация о его пространственных масштабах и внутренней структуре. Восстановление профиля легирования полупроводниковых приборов по результатам измерения вольт-фарадных характеристик является одним из центральных методов исследования внутренней структуры полупроводниковых приборов [1], основным преимуществом которого является неразрушающий характер измерений. Из-за того, что измеренная полупроводниковая емкость является производной заряда по напряжению, приложенному к полупроводниковой структуре, можно определить профиль распределения основных носителей заряда [2-7] или легирующей примеси в области пространственного заряда [8, 9]. Так как восстановление профиля включает в себя численное дифференцирование, которое является вычислительно неустойчивой процедурой, малая погрешность измеренной вольт-фарадной характеристики приводит к значительной ошибке итоговых результатов.

Проведение измерений зависимости емкости полупроводниковой структуры от приложенного к ней напряжения имеет ряд особенностей. Для того чтобы измеренная барьерная емкость приближалась к реальной, амплитуда измерительного сигнала должна быть достаточно малой. Это связано с тем, что в этом случае флуктуация заряда, связанная с амплитудой измерительного сигнала, много меньше значения заряда в обедненной области, соответствующего приложенному к структуре смещению. На результаты малосигнальных измерений оказывают большое влияние различного рода шумы. Для минимизации этого эффекта можно увеличить амплитуду измерительного сигнала, но при этом уменьшится точность вычисления профиля распределения носителей заряда из-за нарушения описанного выше условия.

Искусственные нейронные сети нашли свое широкое применение для решения различных прикладных задач [10]. Согласно теореме Колмогорова-Арнольда, каждая многомерная непрерывная функция может быть представлена в виде суперпозиции непрерывных функций одной переменной, что позволяет успешно применять искусственные нейронные сети и для решения задач оптимизации и аппроксимации. Целью данной работы является применение искусственных нейронных сетей для решения задачи восстановления профиля легирования полупроводниковой структуры.

Математическая модель

Для определения профилей концентрации в полупроводниковой структуре с площадью S вначале измеряется зависимость ёмкости C структуры от напряжения

смещения U . Профиль распределения концентрации N по глубине d определяется с помощью следующих выражений [11, 12]:

$$N(U) = \frac{C^3}{e\epsilon\epsilon_0 S^2} \left(\frac{dC}{dU} \right)^{-1}, \quad (1)$$

$$d(U) = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{C(U)},$$

где d – координата, относящаяся к измеренному значению, S – площадь перехода, e – заряд электрона, ϵ – диэлектрическая проницаемость материала, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Как отмечалось выше, непосредственное численное дифференцирование измеренной вольт-фарадной характеристики приводит к недопустимо высокой погрешности расчета профиля легирования. С другой стороны, вольт-фарадная характеристика может быть рассчитана с помощью численной модели переноса носителей заряда в полупроводниковой структуре [13]. В этом случае для восстановления профиля легирования структуры необходимо решить обратную задачу, то есть подобрать такой профиль, при котором результаты моделирования совпадут с экспериментальной зависимостью емкости от напряжения в пределах погрешности измерений.

Для решения данной задачи могут быть использованы различные методы оптимизации. Однако, чем больше будет варьируемых параметров, тем решение данной задачи становится более трудоемкой. Поэтому в данной работе вместо решения классической оптимизационной задачи использовалась заранее обученная искусственная нейронная сеть, архитектура которой представлена на рисунке 1.

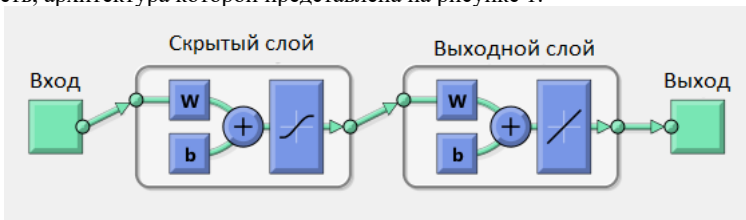


Рис. 1

В данной сети используется один скрытый слой с различным числом нейронов. В качестве входных данных выступает вольт-фарадная характеристика $C(U)$, а выходными данными является профиль легирования $N(d)$.

Методика восстановления профиля заключается в следующем:

1. Вычисление профиля легирования с помощью соотношения (1).
2. Аппроксимация восстановленного профиля с помощью аналитической функции.
3. Определение доверительного диапазона параметров аппроксимирующей функции.
4. Формирование обучающей выборки, в которой профиль легирования задан функцией, выбранной на шаге №2, а параметры данной функции случайным образом изменяются в диапазонах, выбранных на шаге №3.

5. Обучение искусственной нейронной сети.

6. Восстановление профиля легирования с помощью искусственной нейронной сети, обученной на шаге №5.

Необходимо отметить, что такие параметры, как число нейронов в скрытом слое, а также алгоритм обучения выбираются исходя из следующих аспектов:

- достижение в ходе обучения максимального коэффициента корреляции между входными и выходными данными;
- приемлемое время, затрачиваемое на обучение искусственной нейронной сети.

Результаты расчетов и их обсуждение

В качестве объекта исследований был выбран GaAs диод Шоттки с длиной рабочей области 250 нм. Для заданного профиля легирования характеристики данной структуры были рассчитаны с помощью численной модели [13], в которой профиль концентрации донорной примеси описывается суммой двух функций Гаусса. Для восстановления профиля легирования использовалась искусственная нейронная сеть, скрытый слой которой состоял из 10 нейронов. Размер обучающей выборки составил 1000 пар CV-характеристика – профиль легирования, 70 % были задействованы непосредственно в обучении, 15 % использовались для тестирования производительности и 15 % были отведены на валидацию для независимой оценки успешности обучения. Необходимо отметить, что для увеличения устойчивости к воздействию шума, к входным данным была добавлена 5 % погрешность с нормальным распределением, моделирующая погрешность измерения вольт-фарадной характеристики.

На рисунке 2 представлены профили легирования, полученные напрямую с помощью численного дифференцирования и с помощью предложенной методики.

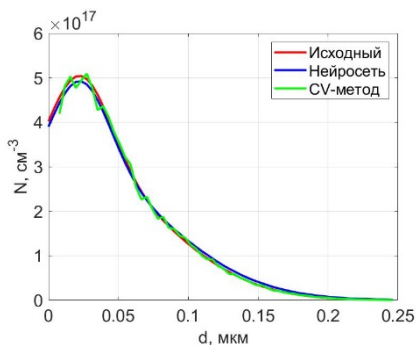


Рис. 2

Из представленных результатов следует, что искусственные нейронные сети могут применяться для решения задачи восстановления профиля легирования полупроводниковой структуры и при этом менее подвержены влиянию шумов.

[1] Забавичев И.Ю., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2017. Т. 46, №. 6. С. 472.

- [2] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л., Иванов А.Б., Пузанов А.С. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, №. 9. С. 968.
- [3] Хазанова С.В., Оболенский С.В., Тарасова Е.А., Голиков О.Л., Пузанов А.С. // Научно-технический вестник Поволжья. 2020. №. 12. С. 235.
- [4] Тарасова Е.А., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Земляков В.Е. // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, №. 10. С. 872.
- [5] Недошивина А.Д., Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимурзоев Г.М., Пузанов А.С., Литовский Д.А., Недошивин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2021. №. 9. С. 68.
- [6] Тарасова Е.А., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Земляков В.Е. // Физика и техника полупроводников. 2022. Т. 56, №. 9. С. 844.
- [7] Golikov O.L., Kodochigov N.E., Obolensky S.V., Puzanov A.S., Tarasova E.A., Khazanova S.V. // Russian Microelectronics. 2024. Vol. 53, No. 1. P. 51.
- [8] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2010. №. 1. С. 54.
- [9] Забавичев И.Ю., Кудряшова Д.А., Насеткин К.А., Оболенская Е.С., Потехин А.А., Пузанов А.С., Тарасова Е.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2020. №. 12. С. 200.
- [10] Muñoz-Zavala, A.E.; Macías-Díaz, J.E.; Alba-Cuéllar, D.; Guerrero-Díaz-de-León, J.A. A Literature Review on Some Trends in Artificial Neural Networks for Modeling and Simulation with Time Series // Algorithms 2024. Vol. 17, No. 76.
- [11] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Книга 1. – М.: Мир, 1984, 456 с.
- [12] Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. – М.: Мир, 1991, 632 с.
- [13] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С., Скупов А.В. // Журнал радиоэлектроники. 2014. №. 2. С. 10.

Секция «Электроника»

Заседание секции проводилось 17 мая 2024 г.
Председатель – С.В. Оболенский, секретарь – Е.В. Волкова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.